Zeitschrift
für den
Physikalischen und Chemischen Unterricht.

XLV. Jahrgang. 1932. Erstes Heft.

Neun einfache Demonstrations- bzw. Meßversuche.

Von **H. Greinacher** in Bern.

Am offiziellen Ferienkurs für schweizerische Mittelschullehrer in Bern (4. bis 10. Oktober 1931) habe ich eine Reihe von einfach auszuführenden Demonstrations- und Meßversuchen vorgeführt. Um das Behandelte auch einem weiteren Kreise zugänglich zu machen, mögen hier kurz die Versuche mitgeteilt werden, soweit sie neu sind oder Neues bieten, und nicht schon früher veröffentlicht worden sind.

1. Flüssigkeitsströmung um bewegte Körper.

Um diese zu zeigen, läßt sich mit Vorteil eine Wasserkühlkuvette verwenden, wie eine solche ja meist bei Projektionsbänken vorhanden ist. Das zylindrische Gefäß (Fig. 1) wird fast bis obenhin mit ausgekochtem Wasser gefüllt, auf das man langsam eine Schicht Spiritus gießt. Nun taucht man den zu bewegenden Körper, etwa eine an einem Metallstiel befestigte (2 cm breite) Kreisplatte in diese Schicht, wobei man den Stiel etwa in der linken Hand hält und diese auf die Kuvette aufstützt. Stößt man den Stiel jetzt mit der rechten Hand hinunter, so sieht man sehr schön sich die Wirbel hinter der Kreisplatte ablösen. Ist die Metallplatte aber nach *b* verkleidet (etwa mit Siegellack), so lösen sich die Stromlinien nicht ab. Die Kuvette muß natürlich, da sie den Projektionsgegenstand bildet, direkt hinter den Kondensor gebracht werden.

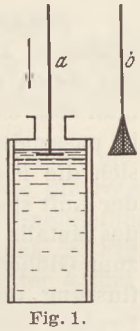


Fig. 1.

2. Schallmessung mit der Raleigh-Scheibe.

Die Raleigh-Scheibe besteht einfach aus einem Galvanometerspiegel *S* (Fig. 2), der an einem Kokonfaden aufgehängt ist. Ein Metalldrähtchen, das in ein nicht zu enges Töpfchen (1 cm Weite) mit Öl eintaucht, dient zur aperiodischen Dämpfung. Das Spiegelchen hängt in einem Drahtkäfig *D*, der sowohl den Schall als das Licht hindurchläßt. Man läßt nun Licht am Spiegel reflektieren und erzeugt eine Lichtmarke auf einer Skala, indem man in bekannter Weise einen durch einen Kondensor beleuchteten Spalt abbildet. Die Schallstrahlen richtet man unter ungefähr 45° gegen den Spiegel. Man erhält einen großen Ausschlag, wenn man das offene Ende eines Stimmgabel-Resonanzbodens gegen den Spiegel richtet. Singt man etwa in einen konischen Trichter von 70 cm Länge und 10 cm Öffnung eine Skala von Tönen hinein, die den Resonanzton des Trichters enthält, so erhält man mit der Annäherung an diesen steigende und mit der Überschreitung wieder fallende Ausschläge (Aufnahme einer Resonanzkurve).

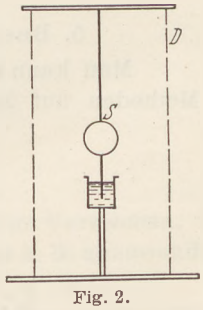


Fig. 2.

3. Mechanisches Wärme-Äquivalent.

Durch entsprechendes Hineindrücken des Kupferkonus K_1 (Fig. 3) in den äußeren Konus K_2 wird dafür gesorgt, daß das Gewicht M (4 bis 5 kg) nach Durchfallen einer Höhe h von etwa 1 m ohne merkliche Geschwindigkeit unten ankommt. Die Temperatur-

erhöhung Δt der Kupfermasse K_1K_2 wird thermoelektrisch gemessen. Beim älteren Grimsehlschen Apparat war K_1 ein Hohlkonus, der mit einem Manometer verbunden war, das nun die Temperatursteigerung anzeigte. Die hieraus resultierenden Fehlerquellen werden durch die getroffene Abänderung vermieden. Die Meßempfindlichkeit wird größer, der Apparat ist nicht nur für Schülerübungen, sondern auch zur bequemen Demonstration geeignet. Während die eine Lötstelle des Kupfer-Konstantanelementes im Konus K_1 steckt, taucht die andere in das mit Wasser beschickte Becherglas B. Mit dieser zweiten Lötstelle wird die Eichung sehr einfach durchgeführt. Man gießt etwas warmes Wasser zu und liest am eingetauchten Thermometer T die Temperaturerhöhung und am Galvanometer G den erzielten Ausschlag ab. Für G genügt ein gewöhnliches Demonstrations-Spiegelgalvanometer, wie es z. B. Hartmann & Braun (Frankfurt) herstellen. Bei dem Versuch selbst erhält man leicht einige Dezimeter Ausschlag [1].

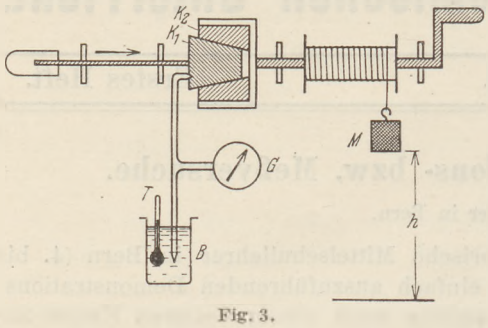


Fig. 3.

4. Wärmeleitung der Metalle (Scheinversuch).

Bekannt ist die Tatsache, daß man eine Bunsenflamme über einem Drahtnetz anzünden kann, ohne daß die Flamme durch das Netz hinunterschlägt. Man erklärt das durch die gute Wärmeableitung des Metalls. Der Versuch gelingt nun auch, wenn man statt eines ganzen Netzes nur einen einzigen Metalldraht verwendet. Wird dieser in passender Entfernung horizontal über einer Brennermündung angebracht, so läßt sich die Flamme über dem Draht anzünden. Sie bleibt sozusagen freischwebend in der Luft stehen. Der Versuch gelingt aber auch noch, wenn man die Wärmeableitung des Metalls verhindert! Man bringt ihn zu dem Zweck durch einen elektrischen Strom zum Glühen. (Fe-, besser Pt-Draht). Die Erscheinung erklärt sich durch die Beeinflussung der aufwärtsströmenden Verbrennungsgase durch den Draht. Oberhalb des Drahtes entsteht ein strömungsfreies Gebiet (Staulinie), wodurch die Flamme am Fortgeblasenwerden verhindert wird. Ist die Stauzone hinter dem Draht allzu klein (die Drahtdicke darf nicht unter etwa $^1/_2$mm heruntergehen), so gelingt der Versuch nicht mehr; wohl aber sehr gut, wenn man statt des Drahtes ein größeres Metallstück (etwa einen kleinen Löffel) verwendet.

5. Bestimmung der Brechkraft von Zerstreuungslinsen.

Man kann durch einen Kunstgriff die für Sammellinsen gebräuchlichen einfachen Methoden auf Zerstreuungslinsen übertragen, für die man bisher vornehmlich nur indirekte Verfahren hatte. Von einem Gegenstand G (Fig. 4) erblickt ein Auge A in bekannter Weise ein Scheinbild bei B. Dessen Ort wird durch einen Hilfsgegenstand G' bestimmt, von dem man in dem schräggestellten Spiegelchen S das Scheinbild bei B' erblickt. Man verschiebt nun G seitlich so lange, bis B mit B' zusammenfällt, was sehr scharf am Ausbleiben der Parallaxe festgestellt werden kann. (Hin- und Herbewegen des Auges). Um B und B' übereinander zu sehen, ist das Spiegelchen nur von halber Linsenhöhe. Da man die Bildweite unmittelbar aus der Beziehung $\beta = \varepsilon - \delta$ erhält, so

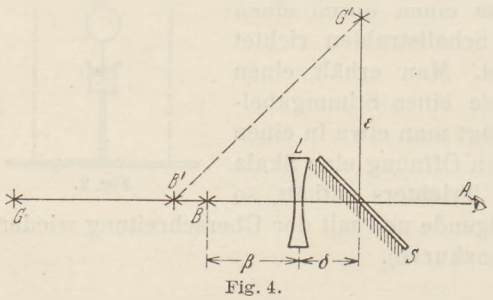


Fig. 4.

[1] Der Firma Sprenger in Godesberg habe ich auf ihren Wunsch die Ausführung des Apparates übertragen.

kann man jetzt die Linsengleichung wie bei Sammellinsen anwenden. Ja, die Zerstreuungsweite läßt sich auch direkt bestimmen. Man stellt zwischen G und L eine beliebige Sammellinse, jedoch so, daß sich G in ihrem Brennpunkt befindet[1]. Die von G nach L gelangenden Strahlen sind dann parallel. Infolgedessen ist das gemessene β gleich der Zerstreuungsweite f.

6. Linsenabbildung.

Gewöhnlich wird nur die Bilderzeugung von Gegenständen behandelt. Um aber alle Abbildungsmöglichkeiten, d. h. auch die von virtuellen Gegenständen, mit einzubegreifen, kann folgendes Verfahren benutzt werden. Man stellt durch einen Kondensor paralleles Licht her, blendet daraus beispielsweise durch 5 äquidistante, horizontale Schlitze fünf Strahlenbänder aus (Fig. 5) und läßt sie eine etwas schräg gestellte Milchglasscheibe S streifen. Man erhält so fünf horizontale Lichtstreifen. Die beiden äußersten färbt man etwa durch kleine Rotgläser, die man auf die Schlitze aufkittet. Eine solche Farbenunterscheidung, wie sie hier wünschenswert ist, kann durch einen Trog mit fluoreszierendem Wasser nicht erreicht werden. Nun bringt man vor die Schlitzblenden z. B. eine Zerstreuungslinse: divergentes Strahlenbündel, d. h. Fall eines reellen Gegenstandspunktes. Die Versuchslinsen, deren Bilderzeugung man untersuchen will, sind von kleinerem Durchmesser. Nur die mittleren drei Strahlenbänder (die weißgefärbten) sollen durch sie hindurchgehen.

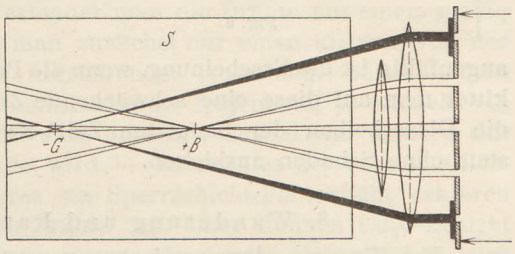


Fig. 5.

a) Eine starke Sammellinse gibt einen reellen Bildpunkt, b) eine schwache einen virtuellen, d. h. die weißen Strahlen schneiden sich auf derselben Seite wie die roten. Nun tauscht man die große Zertreuungslinse durch eine (ebenso große) Sammellinse aus: konvergentes Strahlenbündel d. h. Fall eines virtuellen Gegenstandes (s. Fig.). Man wiederholt den Versuch mit den kleinen Sammellinsen und erhält unter a und b ein reelles Bild. Ebenso untersucht man die Bilderzeugung mit kleinen Zerstreuungslinsen und kann so sämtliche Fälle demonstrieren, nämlich:

Sammellinsen:

Strahlenbündel	Gegenstand	Bild	Brennpunkt
1. divergent	+	+	+
2. divergent	+	−	
3. konvergent	−	+	

Zerstreuungslinsen:

4. divergent	+	−	−
5. konvergent	−	+	
6. konvergent	−	−	

Für alle Fälle gilt dieselbe Linsengleichung mit entsprechendem Vorzeichen. In Fall 1 und 6 hat die Gleichung sogar genau die gleiche Form. 6 ist z. B. anzuwenden für das Okular des holländischen Fernrohrs.

7. Akkommodation des Auges.

Zur Demonstration bedarf es hierzu einer plastischen Linse. Eine solche kann mit Hilfe der für Versuch 1 benutzten zylindrischen Kuvette erzielt werden. Man füllt die Kuvette mit Wasser, verschließt oben mit einem Gummistopfen (Fig. 6), durch den

[1] Genaueres ist in der ausführlichen Veröffentlichung in den Helvetica Physica Acta 4, 428 (1931) mitgeteilt.

ein Glasrohr führt und verbindet das Glasrohr mit einer Fahrradpumpe P. Setzt man die Kuvette unter Druck, so biegen sich die beiden Glasplatten linsenartig nach außen, wobei der Zwischenraum stets mit Wasser ausgefüllt bleibt. Der mehr oder weniger starke Druck versinnlicht die mehr oder weniger starke Spannung des Ciliarmuskels. Um die Akkommodation nun auch zu zeigen, projiziert man in üblicher Weise irgendein Diapositiv, wobei man die Kuvette in den Strahlengang einschaltet. Man stellt auf den Projektionsschirm S (Netzhaut!) etwas unscharf ein, setzt die Kuvette allmählich unter Druck und sieht dann das Bild sehr schön scharf werden. Besonders augenfällig ist die Erscheinung, wenn die Projektionslinse L selbst schwach ist. Eventuell kittet man auf diese eine schwächende Zerstreuungslinse. Es ist bemerkenswert, daß die Glasscheiben der benutzten Zeiß-Kuvette den nicht unbedeutenden Überdruck stets ohne Schaden aushielten.

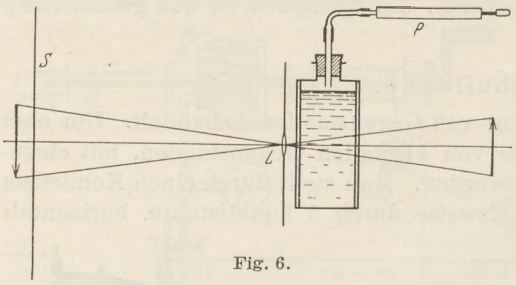


Fig. 6.

8. Wanderung und Raumladung von Luftionen.

Um diese zu demonstrieren, verwenden wir den Spitzenstrom aus einer Nähnadel S (Fig. 7), den wir mit der kleinen Elektrisiermaschine M erzeugen. Ein Drahtring R von 80 bis 100 cm Durchmesser ist auf drei gut isolierende Stützen gelegt und mit einem Blatt-Elektroskop E verbunden. Man lädt z. B. negativ auf und läßt aus S positiven Spitzenstrom austreten. Die positiven Ionen wandern nun nach R, d. h. E entlädt sich allmählich. Ist der Ausschlag auf etwa die Hälfte heruntergegangen, schließt man die Elektroden K der Maschine kurz. Trotz Aufhörens des Spitzenstroms geht der Ausschlag noch eine bestimmte Zeit t (5 bis 10 Sek.) weiter zurück, indem noch Ionen (und zwar nur positiven Vorzeichens) im Ring darin sind und allmählich an den Ring wandern. Die Zeit t entspricht gerade der Wanderdauer der Ionen von der Spitze bis zum Ring. Aus dieser Zeit, dem Ringradius und dem mittleren Feld zwischen R und S läßt sich in einfacher Weise ein ungefährer Wert für die Beweglichkeit der Ionen berechnen[1].

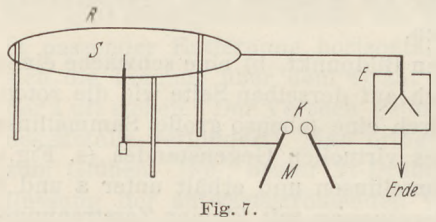


Fig. 7.

Um die Raumladung infolge von Ionen zu zeigen, läßt man E zunächst ungeladen und dreht jetzt die Maschine M langsam. Durch den Spitzenstrom lädt sich nun E allmählich auf. Nachdem ein gewisser Ausschlag erreicht ist, schließt man K wieder kurz. Trotz Aufhörens des Spitzenstroms geht der Ausschlag noch weiter eine Zeitlang (5 bis 10 Sek.) langsam in die Höhe. Im Ring sind eben noch positive Ionen, die von R abgestoßen zur Spitze S oder der Tischplatte abwandern. Es zerstreut sich allmählich die influenzierende positive Raumladung, wodurch der Elektroskopausschlag (bei unveränderter Elektroskopladung) in die Höhe geht. Es tritt genau das Gleiche ein, wie wenn man einen geriebenen Glasstab von einem + geladenen Elektroskop langsam entfernt.

Interessant ist die Wiederholung der Versuche, wenn man in den Ring vor Beginn erst etwas Tabakrauch hineinbläst. Die Raumladung zerstreut sich dann viel langsamer; es kann über eine Minute dauern. Wiederholt man den Ionenwanderungsversuch, so kann man sogar das verschiedene Verhalten der ja gleichzeitig vorhandenen Luft- und Rauchionen erkennen. Nach Kurzschließen von K wandern dann wie früher die positiven Luftionen an den Ring. Die außerordentlich viel schwereren positiven Rauchionen

[1] Versuchseinzelheiten bei H. Greinacher: Physik. Z. 32, 406 (1931).

aber können dem Feld nicht folgen. Sie sinken zur Erde oder werden von Luftströmungen fortgeführt. Man beobachtet infolgedessen als erste Phase ein Abnehmen des Ausschlages und dann als zweite, langsamer verlaufende, ein Wiederansteigen des Ausschlages.

9. Beziehung zwischen Sperrschicht-Photoeffekt und Becquereleffekt.

An der Grenzschicht zwischen zwei festen Substanzen kann ein Photo-Effekt auftreten. Von besonderem Interesse ist der Effekt an Cu und Cu_2O geworden. Eine solche Sperrschicht-Photozelle kann unschwer hergestellt werden (auch im Handel z. B. bei der Tungsram A.-G. erhältlich). Besonders einfach aber läßt sich der Effekt in folgender Anordnung demonstrieren. Man bringt zwei Kupferdrähte kurze Zeit in einer Bunsenflamme zum Glühen, wobei sie sich mehr oder weniger oxydieren und taucht sie als Elektroden in eine Kochsalzlösung. Verbindet man die Drähte mit einem mäßig empfindlichen Spiegelgalvanometer, so erhält man zunächst nur einen kleinen, von der nie ganz gleich beschaffenen Cu-Oberfläche herrührenden Ausschlag. Belichtet man aber jetzt den einen Kupferdraht, etwa mit kondensiertem Bogenlicht, so entsteht ein großer Ausschlag in der einen Richtung, der sich umkehrt, sobald der andere Cu-Draht belichtet wird. Die belichtete Elektrode wird +. Es ist dies der bekannte Becquereleffekt, der sich aber hier ohne weiteres als Sperrschicht-Photoeffekt erklären läßt. Man hat nur anzunehmen, daß die Cu-Drähte mit einer dünnen Cu_2O-Schicht überzogen sind, die außen an den Elektrolyten grenzt. An beiden Grenzflächen wird der Sperrschicht-Photoeffekt auftreten, d. h. aus dem Cu_2O werden durch Licht Elektronen sowohl in das Cu als in den Elektrolyten hinein befördert. Da aber der Effekt an der Sperrschicht Cu-Cu_2O wegen der unvermeidlichen Lichtabsorption im Cu_2O kleiner ist, als an der Grenzschicht Cu_2O-Elektrolyt, so überwiegt der letztere, und das Vorzeichen des Photostroms ist hier das umgekehrte wie bei einer Trockenzelle. Wenigstens trifft dies für eine sog. Hinterwandzelle zu. Bei einer Vorderwandzelle, wo das Cu_2O auf der einen Seite an Cu, auf der anderen an einen festen durchsichtigen Leiter grenzt, haben wir dann genau dieselben Verhältnisse wie beim Becquereleffekt, also auch die gleiche Stromrichtung.

Bern, Physikalisches Institut der Universität.

Über die mesomorphen Aggregatzustände.

Von **E. Herlinger** in Berlin-Charlottenburg.

Inhaltsübersicht.

Aus kristallographischen Überlegungen folgt die Möglichkeit von Aggregatzuständen, bei denen weder amorphe noch kristalline Phasen vorliegen. Diese „Mesophasen" zeigen in bestimmten Richtungen eine gesetzmäßige Anordnung ihrer Bausteine, in allen übrigen Richtungen verhalten sie sich wie amorphe Körper. Sie sind durch diese teilweise gesetzmäßige Anordnung ihrer Bausteine geometrisch und physikalisch anisotrop. Die wichtigsten Eigenschaften der Geometrie und Physik dieser Mesophasen werden beschrieben.

Die Eigenschaften dieser Aggregatzustände sind vom theoretischen Standpunkt deswegen von großem Interesse, weil ihre Charakteristika durch zwei Gruppen von Erscheinungen in der gleichen Weise bestimmt sein können. Der gesetzmäßige Aufbau des einzelnen Bausteines vermag zu Anisotropieeffekten führen, die übereinstimmen mit denjenigen Effekten, die sich ergeben bei einer gesetzmäßigen Anordnung der verschiedenen Bauelemente in der Phase. Struktur des einzelnen Bauelementes und Textur der gesamten Phase sind bei diesen Mesophasen gleichen Gesetzen unterworfen.

Mesophasen sind in der Natur häufiger, als bisher angenommen werden konnte. Die flüssigen und fließenden Kristalle kompliziert aufgebauter organischer Substanzen umfassen nur einen Teil dieses Gebietes. Zu den beschriebenen Aggregatzuständen neigen viele hochpolymerisierte organische Verbindungen wie die Zellulosen, Kautschuk und Polyosen. Viele Adsorbate sind Mesophasen.

Das geometrische Problem der Aggregatzustände.

Die Theorie von den Aggregatzuständen der Materie zeigt in der letzten Zeit ein Eindringen kristallographischer Gedankengänge. Daraus ergibt sich in mancher

Beziehung eine erhebliche Veränderung der bisherigen Anschauungen. In der vorliegenden Mitteilung soll über die Grundlagen der geometrischen Theorie der Aggregatzustände kurz berichtet werden. Der wesentlich neue Gedanke, der durch die Geometrie in die Lehre von den Aggregatzuständen hineingetragen wird, ist die Theorie von der räumlichen Gestalt der Mesophasen. Mesophasen sind dem Physiker vertraute Gebilde. Durch die Erfahrung des beobachtenden Chemikers[1] weiß man, daß es flüssige Phasen gibt, die sich gegenüber dem Durchgang des Lichtes, elektrischer oder magnetischer Felder (S.B., 39) wie anisotrope Körper verhalten. Man sprach infolgedessen von flüssigen und fließenden Kristallen, ohne indessen durch eine solche Bezeichnung mehr besagen zu wollen, als daß diese Phasen ebenso wie die kristalline Phase physikalisch anisotrop sind. Die eingehendere Theorie führte zu einer feineren Unterscheidung dieser Zwischenzustände zwischen kristallinem und amorphem Körper. Physikalische Beobachtungen, etwa der Viskosität dieser Gebilde, veranlaßten die Einteilung in flüssige und fließende Kristalle oder in nematische und smektische Phasen (S.B.). Als Folge röntgenographischer Untersuchungen schrieb man schließlich den verschiedenen Zwischenphasen — Mesophasen — einen verschiedenen, aber geometrisch gesetzmäßigen Aufbau zu (S.B. 3, 21, 42). Man erkannte, daß in den Mesophasen das Gebiet der ein- und zweidimensionalen Kristalle vorliegt, eine Erkenntnis, die durch zahlreiche physikalische Untersuchungen und ihre theoretische Auswertung vorbereitet und in Einzelheiten bereits seit längerem ausgesprochen worden ist.

Das geometrische Grundproblem der Theorie der Aggregatzustände führt auf die Frage nach den geometrisch verschiedenen Anordnungsmöglichkeiten der Bauelemente in einer thermodynamisch eindeutig charakterisierten Phase.

Ein makroskopisch erkennbarer dreidimensionaler Körper mit einem definierten Schmelzpunkt (als charakteristisches Kennzeichen für eine einheitliche Phase) vermag in seinem Aufbau aus einzelnen Bauelementen den verschiedensten geometrischen Gesetzen zu gehorchen, trotzdem ist die abstrakte Vorstellung des Kristallographen imstande, das geometrische Verhalten zu beschreiben, weil durch die Erfahrung bekannt ist, daß die einzelnen Bauelemente für sich stets räumliche Gebilde sind, Atome, Moleküle oder Ionen mit abgegrenztem Raumbedarf („Atom-, Ionen-, Molekülradien"). Von diesen Bauelementen wissen wir ferner durch die physikalische Erfahrung, daß sie eine eigene, bestimmte Form haben und daß sie, wenn sie chemisch als Molekeln oder Radikalionen auftreten, in ihrem räumlichen Verhalten deutlich ihren Aufbau aus einfacheren räumlichen Gebilden, Ionenrümpfen bzw. Atomresten, erkennen lassen.

Die Grenzfälle der geometrischen räumlichen Anordnung solcher Bauelemente im Raum sind für die kristallographische Theorie durch die beiden nachfolgenden Körper gegeben:

Fall I. Innerhalb des dreidimensionalen Körpers sind die einzelnen Teilchen beliebig, ohne irgendeine geometrische Gesetzmäßigkeit, verteilt. (Es kommen als Folge der ausschließlichen Existenz dreidimensionaler Bauelemente nur dreidimensionale Körper in Frage.) Solche „Phasen"[2] sind „amorphe" Körper. Das physikalische Verhalten der amorphen Körper erlaubt noch die weitere Unterteilung in Gas- und kondensierte Phasen, je nachdem das geometrische Verhalten benachbarter Bauelemente zeitlich unabhängig oder abhängig voneinander ist.

Fall II. Innerhalb des dreidimensionalen Körpers sind die Bauelemente gesetzmäßig verteilt und zwar derartig, daß sie

1. nur auf den Schnittpunkten dreier verschiedener paralleler, nicht in der gleichen Ebene liegender Geradenscharen liegen und

[1] Siehe Literaturverzeichnis Nr. 13, 14, 17, 18, 21, 38, 39, 43, 48, 49, 54, 57, 63, 64, 65, 66, 67, 71, 74, 75, 76, 77, sowie den Sonderband der Z. Kristallogr. **79** (1931), der in der Arbeit stets S.B. abgekürzt zitiert wird.

[2] Siehe etwa W. Nernst: Lehrbuch der physikalischen Chemie, oder P. Niggli: Lehrbuch der Mineralogie, 2. Aufl. Bd. I. Berlin 1924.

2. zwischen den nächstbenachbarten Bauelementen nur drei verschiedene Abstände möglich sind (Fig. 1).

Dieser Grenzfall entspricht der idealen dreidimensionalen kristallinen Phase[1].

In dem soeben genannten Fall besteht die gesamte Kristallphase aus einem einzigen dreidimensionalen Kristall. Dieses Ideal wird bei den realen Kristallen zumeist nicht verwirklicht sein[2]. Wachstumsvorgänge und mechanische Beanspruchung sind die Ursache dafür, daß die weitaus meisten realen, makroskopisch erkennbaren Kristalle aus einem Aggregat zahlreicher kleiner Idealkristalle bestehen. Theoretisch denkbar ist es durchaus, daß ideale Kristalle nur Fiktionen ohne Realität sind[2]. Die makroskopisch faßbaren Kristalle sind demnach mehr oder minder gesetzmäßig geordnete Aggregate aus nahezu idealen Kristallen.

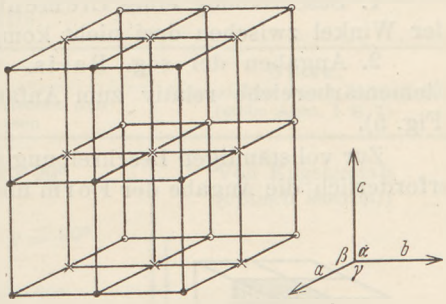


Fig. 1. *a*, *b*, *c* Elementartranslation.

Bei den makroskopischen Kristallphasen müssen somit zwei Möglichkeiten der geometrisch gesetzmäßigen räumlichen Anordnung der Bauelemente sorgfältig getrennt werden:

Einzelne Raumgebiete bilden ideale oder fast ideale dreidimensionale Kristalle. Die Gesetzmäßigkeiten der räumlichen Anordnung der Bauelemente in diesen Bereichen sind als Gesetze der Struktur dieser Kristalle abzugrenzen von den gesetzmäßigen Beziehungen der Lage der Einzelkristalle zueinander, den Gesetzen der Textur.

Damit zeichnet sich im großen Ganzen der Gedankengang ab, dem die geometrische Erforschung der Aggregatzustände, die weder zu amorphen noch zu dreidimensionalen kristallinen Phasen führen, zu folgen hat.

Die Möglichkeiten der Geometrie des dreidimensionalen Kristalls und dreidimensional kristalliner Phasen sind bekannt. Man gelangt zu der Geometrie der Zwischenphasen durch ein allmähliches Fallenlassen der einzelnen speziellen Gesetzmäßigkeiten der dreidimensionalen Strukturen und Texturen. Die umgekehrte Denkungsweise des allmählichen Aufnehmens räumlicher geometrischer Gesetzmäßigkeiten bei ursprünglich amorphen Phasen muß zu den gleichen Ergebnissen führen, so daß die Vollständigkeit und Richtigkeit der Überlegungen geprüft werden kann.

Die charakteristischen geometrischen Eigenschaften des idealen dreidimensionalen Kristalls.

Erfahrungsgemäß ist das Eindringen in die kristallographischen Probleme im allgemeinen, offenbar aus psychologischen Gründen leichter, wenn man die Probleme von der Seite des Idealkristalls her anschneidet und nicht von der Seite des amorphen Körpers. Aus diesen Gründen mögen die Überlegungen an die geometrischen Eigenschaften der idealen dreidimensionalen Kristalle anknüpfen.

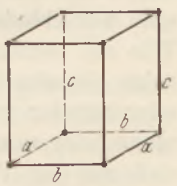


Fig. 2.

Die geometrischen Eigenschaften des idealen dreidimensionalen Kristalls lassen sich wiedergeben durch wenige geometrische Begriffe. An und für sich ist der dreidimensionale Kristall charakterisiert durch das Vorhandensein dreier sog. Elementartranslationen (Fig. 1). Diese drei Elementartranslationen bestimmen den sog. Elementarbereich des Kristalls (Fig. 2). Der Elementarbereich ist das kleinste geometrische Gebiet, durch dessen lückenlose Aneinanderreihung in den drei Richtungen des Raumes der vollständige Kristall entsteht (Fig. 3). Die Eckpunkte des Elementarbereiches sind

[1] Siehe P. Niggli: Lehrbuch der Mineralogie. I.

[2] Siehe etwa Müller-Pouillet: 11. Aufl. Bd. I,2, Kap. 9 oder A. Smekal: Z. Physik 55, 289 bis 303 (1929).

besetzt durch die Schwerpunkte der Bauelemente. Da die Bauelemente chemisch verschiedenartig sein können, besteht der ideale Kristall im allgemeinen Fall aus einer Ineinanderstellung einer Reihe von Elementarbereichen, deren jeder aus chemisch gleichen Bauelementen aufgebaut ist (Fig. 4). Da es zur geometrischen Charakterisierung ausreichend ist, wenn man von jedem Elementarbereich einen entsprechenden Punkt kennt und die Abstände zwischen diesen sich entsprechenden Punkten weiß, so benutzt man zur Darstellung des räumlichen Aufbaues des Idealkristalls die nachfolgenden Angaben:

1. Beschreibung eines Elementarbereichs. (Angabe seiner Kantenlängen und der Winkel zwischen drei nicht komplanaren [Koordinaten]-Ebenen.)

2. Angaben der sog. Basis. (Angabe der Anfangspunkte der verschiedenen Elementarbereiche relativ zum Anfangspunkt eines bestimmten Elementarbereiches.) (Fig. 5).

Zur vollständigen Beschreibung der geometrischen Struktur eines Kristalls ist noch erforderlich die Angabe der Form und des Raumbedarfs der einzelnen Bauelemente,

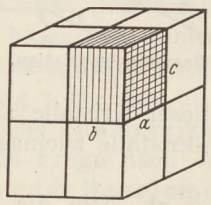
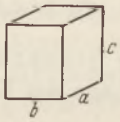


Fig. 3.



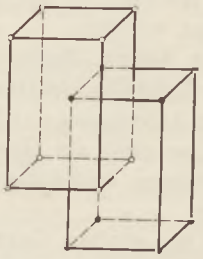


Fig. 4.

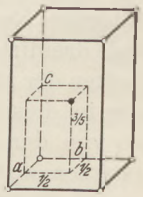


Fig. 5.

eine Aufgabe, die in den weitaus meisten Fällen beim gegenwärtigen Stand der Forschung als noch nicht vollständig gelöst anzusehen ist.

Ein weiteres Eindringen in die Geometrie des dreidimensionalen Kristalls ist für die nachfolgenden Überlegungen nicht erforderlich. Es existiert eine ausgedehnte Literatur über diesen Gegenstand, so daß darauf verwiesen werden kann[1].

Wesentlich für die Betrachtungen ist, daß bereits der ideale dreidimensionale Kristall aus chemisch verschiedenen Bestandteilen aufgebaut ist und daß die einzelnen Bauelemente eine geometrisch verschiedene Form haben können.

Für die meisten Überlegungen genügt es, wenn man an die Stelle des idealen Kristalls ein Gittermodell setzt, das aufgebaut ist aus dimensionslosen Gitterpunkten, zwischen denen die drei Elementartranslationen des idealen Gitters bestehen.

An und für sich ist der ideale Kristall in allen Richtungen des Raumes unendlich groß. Da die realen Kristalle aber aus endlichen Bezirken bestehen, zeigen in der Regel die verschiedenen einander benachbarten Kristalle der gleichen realen Phase eine verschiedene Orientierung (zu einem bestimmten Koordinatensystem im Raum). Wie als bekannt vorausgesetzt werden darf, hängt mit der Struktur des Einzelkristalls seine physikalische Anisotropie zusammen. Infolgedessen ergibt sich aus der mehr oder minder gesetzmäßigen Anordnnng der einzelnen Kristalle in einem Aggregat ein mehr oder minder anisotropes Verhalten der makroskopischen Phase. Wir sehen also, daß mit der Textur einer kristallinen Phase Anisotropieeigenschaften verknüpft sein können. Die Möglichkeiten eines solchen anisotropen Verhaltens kristalliner Aggregate und des anisotropen Verhaltens dreidimensionaler Kristalle sind in den Tabellen 1 bis 3 zusammengestellt. Die systematische Untersuchung dieses Fragengebietes ist von mehreren Seiten und vollständig durchgeführt worden, so daß ein Eingehen auf die Einzelheiten der am Schlusse zitierten Literatur vorbehalten bleiben kann.

[1] Siehe P. Niggli: Lehrbuch der Mineralogie, I, sowie Literaturverzeichnis Nr. 7, 8, 32, 37, 41, 45, 70.

Bei der Erforschung der Mesophasen spielen von den genannten Eigenschaften der dreidimensionalen Kristalle und Kristallaggregate vornehmlich folgende eine größere Rolle:

Bei den Mesophasen gibt es Analoga zu den Elementarbereichen des dreidimensionalen Kristalls. Als erstes Problem folgt daraus, in welcher Beziehung diese Analoga zu den Elementarbereichen des dreidimensionalen Kristalls stehen.

Tabelle 1. Übersicht über die geometrischen und optischen Anisotropieeigenschaften idealer Kristalle.

Kristallsystem	Geometrie		Optik, beschrieben durch Indikatrix (siehe Anm. 1 S. 7)
	Koordinatenachsen	Winkel zwischen den Achsen	
Regulär	Drei gleichwertige Achsen a, a, a	Jeweils 90°	Von Kugelgestalt (optisch isotrop!)
Rhomboedrisch	Drei gleichwertige Achsen a, a, a	Jeweils $\varrho \leqq 90°$	Rotationsellipsoid (dieses besitzt einen einzigen Kreisschnitt, daher: doppeltbrechend und einachsig)
Tetragonal	Zwei Achsen gleichwertig, eine Achse abweichend, Achsenverhältnis $a : c = a_x : 1$ charakteristisch	Jeweils 90°	
Hexagonal	Drei Achsen gleichwertig, eine Achse abweichend, Achsenverhältnis $a : c = a_x : 1$ charakteristisch	Zwischen den drei gleichen Achsen 60°, zwischen diesen und der abweichenden Achse 90°	
Rhombisch	Drei verschiedene Achsen $a, b, c,$ Achsenverhältnis $a : b : c = a_x : 1 : c_z$ charakteristisch	Alle Winkel 90°	Allgemeines Ellipsoid (dieses besitzt zwei Kreisschnitte, daher: doppeltbrechend und zweiachsig)
Monoklin	Drei verschiedene Achsen $a, b, c,$ Achsenverhältnis $a : b : c = a_x : 1 : c_z$ charakteristisch	$\beta \leqq 90°$, sonst Winkel 90°	
Triklin	Wie monoklin	Alle Winkel abweichend von 90°	

Bei den dreidimensionalen Kristallen spielt die Eigenform des Bausteins eine gewisse Rolle, die bei den Mesophasen voraussichtlich in einem bestimmten Umfang erhalten bleiben dürfte.

Bei den dreidimensionalen Kristallen können durch bestimmte gesetzmäßige Texturen sowohl, als auch durch bestimmte gesetzmäßige Anordnungen innerhalb der Basis des Elementarbereiches (spezielle Punktlagen)[1], Symmetrieeffekte erzeugt werden, die nicht eindeutig einer einzigen bestimmten geometrischen Anordnung einer Struktur zugeordnet werden können, sondern nur einer Anzahl von ihnen. Auch können Struktur und Textur dreidimensionaler Kristalle physikalisch in gewissen Fällen schwer getrennt werden. Daraus ergibt sich bei den Mesophasen die Frage, inwieweit Struktureffekte und Textureffekte sich überdecken.

[1] Siehe P. Niggli: Lehrbuch der Mineralogie, I, sowie Literaturverzeichnis Nr. 7, 8, 32, 37, 41, 45, 70. — Siehe insbesondere E. Brandenberger, P. Niggli: Z. Kristallogr. 68, 301—329 (1928). E. Brandenberger: Z. Kristallogr. 68, 330—362 (1928).

Tabelle 2. Kennzeichnende physikalische Eigenschaften dreidimensionaler Kristalle (Auszug aus einer umfassenderen Tabelle von E. Schiebold in Gehlhoff: Lehrbuch der teschnischen Physik, Bd. 3, S. 136).

Wirksames äußeres Feld		Kristalleigenschaft		
1. Mechanische Beanspruchung	elastisches Feld (statisch oder dynamisch)	Elastizität, akustische Eigenschwingungen	elastische Eigenschaften	mechanische Eigenschaften
		Verfestigung, Reckspannungen		
	überelastisches Feld (statisch oder dynamisch)	Festigkeit	plastische Eigenschaften	
		Plastizität		
		Translation, Zwillingsgleitung, Spaltbarkeit, Bruchvorgänge	plastische Eigenschaften	
2. Elektrische Beanspruchung	elektrisches Feld (statisch)	dielektrische Polarisation und Induktion	Induktionseigenschaft	elektrische Eigenschaften
	elektrischer Strom	galvanische Polarisation und Induktion	(Zustandseigenschaft)	
	elektrisches Feld (statisch)	Elektrizitätsleitung: elektrolytische Leitung	(Strömungseigenschaft)	
	elektrischer Strom	Elektrizitätsleitung: metallische Leitung		
3. Magnetische Beanspruchung	magnetisches Feld (statisch)	magnetische Induktion		magnetische Eigenschaft
4. Beanspruchung im elektromagnetischen Strahlungsfeld	langwelliges Feld	anormale Dispersion im elektrischen Feld		elektro-magneto-optische Eigenschaften (optische Eigenschaften)
	optisches Feld	Absorption und Zerstreuung des Lichts		
	langwelliges Feld	Lumineszenzerscheinungen im elektromagnetischen und optischen Feld (Fluoreszenz und Phosphoreszenz)		Strahlungseigenschaften
	optisches Feld			
5. Thermische Beanspruchung	thermisches Feld	thermische Ausdehnung	(Zustandseigenschaft)	thermische Eigenschaften
		spezifische Wärme		
		Wärmeleitung	(Strömungseigenschaft)	

Tabelle 3. Gesetzmäßige Texturen dreidimensionaler Kristalle.

I.	Alle Einzelkristalle sind nahezu gleich orientiert . . .	Vollkommen geregeltes Kristallgefüge[1].
II.	Alle Einzelkristalle haben eine Ebene gemeinsam . . .	Geschichtete Textur.
III.	Alle Einzelkristalle haben eine Gitterrichtung gemeinsam.	Fasertextur.
IV.	Alle Einzelkristalle haben eine Gitterrichtung, die mit einer bestimmten Geraden einen bestimmten Winkel einschließt	Fasertextur.
V.	Alle Einzelkristalle liegen beliebig	Amorphe Textur.

Die geometrischen Eigenschaften der Mesophasen.

I. Die Mesostrukturen.

Die dreidimensionalen Kristalle sind charakterisiert durch das Vorhandensein dreier nicht in einer Ebene liegender Elementartranslationen auf drei sich schneidenden Parallelenscharen. Demnach zerfallen die geometrischen Voraussetzungen für das Bestehen eines dreidimensionalen Kristalls in mehrere Gruppen durchaus verschieden-

[1] Siehe etwa B. Sander: Gefügekunde der Gesteine. Berlin: Julius Springer 1930.

artiger Gesetzmäßigkeiten. Die Vorschrift, daß die Elementartranslationen auf bestimmten parallelen Geradenbündeln liegen sollen, kann aufgefaßt werden als gleichzeitige Vorschrift von zwei verschiedenen gesetzmäßigen Voraussetzungen. Zunächst sollen die Schwerpunkte der Bauelemente in Richtung bestimmter Vektoren liegen, und zwar auf Punkten, in denen jeweils drei bestimmte Vektoren sich schneiden. Zu dieser Voraussetzung kommt als zweite gesetzmäßige einschränkende Voraussetzung hinzu, daß von den demnach noch möglichen Punkten nur eine bestimmte gesetzmäßige Auswahl vorhanden sein soll, die sich aus der Zusatzbedingung ergibt, daß zwischen den einzelnen benachbarten Bauelementen nur drei verschiedene Abstände prinzipiell möglich sein sollen. In dieser letzten gesetzmäßigen Voraussetzung steckt insofern noch eine weitere einschränkende Bedingung, als nur drei bestimmte konstante Abstände zugelassen sind. Es wäre ja denkbar, daß die Abstände in gesetzmäßiger Weise sich verändern[1].

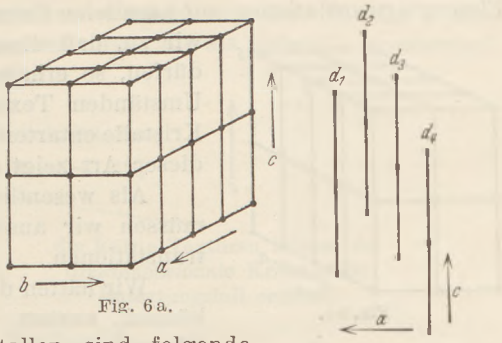


Fig. 6 a.

Fig. 6 b. Aggregat zweidimensionaler Kristalle, entstanden aus dem Kristall Fig. 6 a durch Verschiebung der Netzebenen d_n in Richtung c in beliebigem Ausmaß.

Neben diesen dreidimensionalen Kristallen sind folgende weitere gesetzmäßige Anordnungen innerhalb dreidimensionaler Phasen denkbar:

Läßt man die Voraussetzung fallen, daß drei konstante, aber verschiedene räumliche Abstände im Kristall bestehen sollen, so kann man zunächst den dreidimensionalen Kristall abbauen zu gesetzmäßigen Gebilden, bei denen noch zwei Elementartranslationen vorhanden sind. In der Fig. 6 ist schematisch ein solcher Abbau dargestellt. Es ist dort angenommen, daß der dreidimensionale Kristall in seine Ebenen zerfällt. Der Zerfall kommt dadurch zustande, daß in einer bestimmten Richtung (in der Fig. 6 die Richtung der c-Achse) die einzelnen Netzebenen des Kristalls in beliebiger Weise gegeneinander verschoben werden. Auf diese Weise geht dem Kristall die dritte Elementartranslation

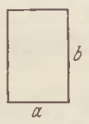
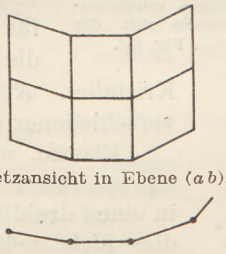


Fig. 7 a. Elementarmasche mit den Translationen a, b für den Kristall der Fig. 7 b.

Fig. 7 b. Zweidimensionales Gitter der Fig. 6 b.


Netzansicht in Ebene ($a\,b$).

Netzansicht in Ebene ($a\,c$).

Fig. 7 c. Zweidimensionaler Kristall.

verloren. Es bleiben noch die beiden Translationen innerhalb der unberührt gebliebenen Netzebenen übrig. Der Kristall löst sich auf in ein Aggregat eines bestimmten zweidimensionalen Kristalls. In der Fig. 7 ist die Struktur dieses zweidimensionalen Kristalls näher dargestellt. An die Stelle des Elementarbereiches des dreidimensionalen Kristalls ist hier die Elementarmasche getreten. An die Stelle der dreidimensionalen Basis ist eine zweidimensionale Basis gesetzt. Geblieben ist aber die räumliche Form der Bauelemente. Die Bezeichnung zweidimensionaler Kristall ist infolgedessen in einer gewissen Beziehung etwas irreführend. In Wirklichkeit sind auch diese Kristalle dreidimensional. Aber das Netz der Schwerpunkte der Bauelemente ist nur mehr zweidimensional. Von einer

[2] Siehe die Ausführungen über Adsorbate.

Reihe von Forschern sind die Typen dieser zweidimensionalen Kristalle näher beschrieben worden[1].

Der Fall des zweidimensionalen Kristalls der Fig. 6 ist bereits ein bestimmter Extremfall. Er gehört in die Gruppe der zweidimensionalen Kristalle, die bei ihrer Aggregierung geometrisch übergeführt werden können zu dreidimensionalen Kristallen.

Es sind indessen zweidimensionale Kristallgebilde denkbar, die nicht zu einer solchen Gruppe gehören. Lassen wir z. B. die Voraussetzung fallen, daß die beiden Elementartranslationen auf parallelen Geradenbündeln einer Ebene liegen sollen, lassen wir zu, daß diese Elementartranslationen auf Kurven liegen dürfen, so erhalten wir zweidimensionale Kristalle, die unter Umständen Texturen liefern, die nicht in dreidimensionale Kristalle entarten können. Beispiele zweidimensionaler Kristalle dieser Art zeigt die Fig. 7c.

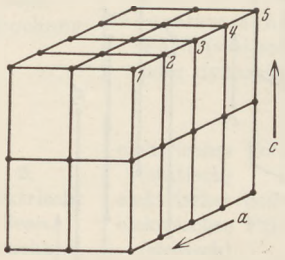


Fig. 8a.

Als wesentliche Eigenschaft zweidimensionaler Kristalle müssen wir ansehen das Vorhandensein zweier Elementartranslationen.

Wir hätten den dreidimensionalen Kristall zerfallen lassen können, anstatt, wie vorhin beschrieben, in eine Schar von Ebenen, in eine Schar von Gittergeraden (Fig. 8). In diesem Fall bleibt nur mehr eine einzige Elementartranslation erhalten (siehe Fig. 8). Der dreidimensionale Kristall ist in ein Aggregat eindimensionaler Kristalle aufgelöst.

Fig. 8b. Auflösung der Ebene *1, 2, 3, 4, 5* im Kristall Fig. 8a in ein Aggregat eindimensionaler Kristalle mit der Translation Fig. 8c.

Die eindimensionalen Kristalle der Fig. 8 sind charakterisiert durch eine einzige Elementartranslation in Richtung einer bestimmten Geradenschar. An die Stelle des Elementarbereichs bzw. der Elementarmasche steht beim eindimensionalen Kristall der Elementarabstand. Die ursprünglich dreidimensionale Basis ist eindimensional. Geblieben ist die räumliche Form der Bauelemente. Eindimensional sind die Kristalle deswegen, weil die Schwerpunkte der Bauelemente auf einer einzigen Gittergeraden liegen. An und für sich sind aber auch diese Gebilde dreidimensional (siehe die Bemerkung über die Dreidimensionalität zweidimensionaler Kristalle). Auch die Typen der eindimensionalen Kristalle sind von verschiedener Seite vollständig abgezählt[1].

Fig. 8c. Elementarabstand a (= Translation c in Fig. 8a).

Ebenso, wie vorhin auseinandergesetzt wurde, daß prinzipiell zwei Gruppen zweidimensionaler Strukturen denkbar sind (solche, deren Textur in einen dreidimensionalen Kristall entarten kann, und solche, bei denen dies nicht möglich ist), ebenso sind die entsprechenden Gruppen eindimensionaler Kristalle vorhanden. Läßt man nämlich die Voraussetzung fallen, daß die Elementartranslationen auf einer Gittergeraden liegen müssen, und verlangt man nur, daß dieselben auf einer bestimmten stetigen geometrischen Kurve liegen, für die ein bestimmter algebraischer, analytischer Ansatz gegeben werden kann, so wird es in einer großen Anzahl von Fällen der Fall sein, daß die entsprechenden Gebilde keinerlei Texturen ergeben, aus denen im Falle der Entartung dreidimensionale Kristalle entstehen. Wir müssen bei den eindimensionalen Kristallen aber noch eine weitere Möglichkeit offen lassen, die dadurch gekennzeichnet ist, daß die Texturen der betreffenden Gruppe auch nicht einmal zweidimensionale Kristalle im Entartungsfalle liefern.

Alle die genannten Gruppen eindimensionaler und zweidimensionaler Strukturen haben das Gemeinsame, daß ihre Elementartranslationen auf stetigen geometrischen

[1] Siehe insbesondere Literaturverzeichnis Nr. 2, 3 und C. Hermann: Z. Kristallogr. **79**, 186 bis 221 (1931).

Kurven liegen, für die ein eindeutiger analytisch geometrischer Ansatz gegeben werden kann. Die mathematische Theorie läßt noch eine weitere Möglichkeit gesetzmäßiger Anordnungen im Raum offen, bei denen nur mehr die einzige Gesetzmäßigkeit gilt, daß zwischen benachbarten Bauelementen bestimmte konstante Elementarabstände bestehen, die aber nicht mehr auf analytisch eindeutig faßbaren Kurven zu liegen brauchen. Dieser letzte Fall möge, da er nicht mehr durch Vektoren bezw. Tensoren geometrisch beschrieben werden kann, aus den Betrachtungen ausscheiden und auf keinen Fall als eine „Kristallstruktur" bezeichnet werden. In der Tabelle 4 sind nochmals zusammenfassend die einzelnen Mesostrukturen, die als Kristalle geometrisch eindeutig beschrieben werden können, aufgezählt.

Tabelle 4. Die Mesokristalle.

Zweidimensionale Mesokristalle,

die zu Texturen zusammentreten können, die zu dreidimensionalen Kristallen entarten.	die keine Texturen bilden, die dreidimensionale Kristalle im Entartungsfall ergeben.

Eindimensionale Mesokristalle,

die zu Texturen zusammentreten können, die zu dreidimensionalen Kristallen entarten.	die zu Texturen zusammentreten können, die zu zweidimensionalen Kristallen entarten.	die keine Texturen bilden, die zu zwei- oder dreidimensionalen Kristallen entarten können.

Neben diesen Gruppen „teilweise" kristallisierter Mesophasen besteht noch eine andere Gruppe von Zwischenzuständen mit geometrischen Gesetzmäßigkeiten in der Verteilung der Bauelemente. Typische Vertreter dieser zweiten Gruppe würden die Adsorbate[1] an Adsorptionsflächen bilden, wenn sie größere Bezirke der Adsorptionsflächen bedecken würden[1]. Das geometrische Kennzeichen dieser Mesophasen besteht darin, daß nicht mehr konstante Elementarbestände zwischen den benachbarten Bauelementen vorhanden sind, sondern gesetzmäßig sich verändernde.

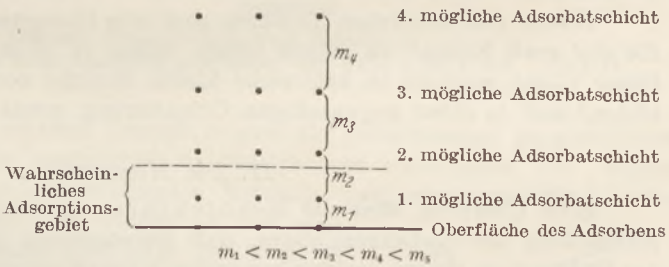


Fig. 9.

Ein Beispiel einer solchen Mesophase ist schematisch in der Fig. 9 wiedergegeben. Senkrecht zur Adsorptionsfläche nimmt der Abstand zwischen den benachbarten Bauelementen gesetzmäßig zu.

Im Idealfall einer Adsorbatphase tritt an die Stelle der geometrischen Operation der Translation eine beliebige Abstandsfunktion. Es ist nun denkbar, daß Mesophasen existieren, die sich in ein oder zwei Richtungen so verhalten wie die zuerst beschriebenen ein- oder zweidimensionalen Kristalle, in einer anderen Richtung aber wie eine Adsorbatphase. Es spricht sogar vieles dafür, daß die realen Adsorbate in den meisten Fällen geometrisch durch diese „gemischten Mesophasen" erst richtig beschrieben werden. Ein näheres Eingehen auf die Systematik dieser gemischten Mesophasen bzw. der Adsorbatphasen würde hier zu weit ab führen, da Erörterungen aus besonderen Gebieten der physikalischen Chemie mit herangezogen werden

[1] Siehe H. Freundlich: Kapillarchemie, I. Leipzig 1930. — H. Cassel: Erg. exakt. Naturwiss. 6, 104 (1927).

müßten. Aus diesem Grunde möge dieser Hinweis, die Tabelle 5 und die Bemerkung genügen, daß bei beiden Gruppen von Mesophasen Analoga zu den Untergruppen der Mesokristalle existieren, die nicht in Texturen möglich sind, die in Mesophasen höherer Dimension entarten können. (Also Analoga zu den zweidimensionalen Kristallen, die keine Textur bilden können, die in einen dreidimensionalen Kristall entarten kann, bzw. zu den eindimensionalen Kristallen, die nicht in Texturen auftreten, die zwei- oder dreidimensionale Kristalle werden können.)

Tabelle 5. Die Adsorbatphasen.

A. Die reinen Adsorbatphasen,
eindimensionales Adsorbat (an zweidimensionalen Oberflächen),
zweidimensionales „ (an Molekülketten bzw. einzelnen Gittergeraden).

B. Gemischte Adsorbatphasen,
eindimensionales Adsorbat + zweidimensionaler Mesokristall,
zweidimensionales „ + eindimensionaler Mesokristall.

Das gemeinsame Merkmal aller aufgezählten Mesophasen war bisher, daß sie einheitlich über ihr gesamtes Gebiet einem einzigen geometrischen Anordnungsgesetz genügten. Dieses Anordnungsgesetz zeigte wiederum stets die Eigenschaft eines stetigen Verlaufs der Kurven, auf denen die Bauelemente sich befinden müssen. Statistische Gesetzmäßigkeiten und unstetige Anordnungsfunktionen sind bisher außer acht gelassen worden.

Statistische Gesetzmäßigkeiten der Anordnung ohne irgendeine der beschriebenen geometrisch gesetzmäßigen Anordnungen der Bauelemente in irgendeinem Raumbezirk ist das geometrische Kennzeichen amorpher Phasen. Streng davon abzutrennen sind nun solche Phasen, bei denen innerhalb endlicher Bezirke eines der angeführten Verteilungsgesetze gilt, aber die Lage dieser Bezirke zueinander und zu einem bestimmten, gewählten Koordinatensystem willkürlich ist. Die einzelnen Bezirke dieser Phasen sind Mesostrukturen, deren Textur statistischen Gesetzen gehorcht, gewissermaßen also als amorphe Textur bezeichnet werden kann.

Neben den amorphen Texturen sind alle Übergänge bis zu einer Textur möglich, die der reale Kristall zu zeigen pflegt, indem er nicht ein einziges dreidimensionales Gitter bildet, sondern in zahlreiche kleine Bezirke zerfällt, die für sich Idealkristalle bilden[1] und in ihrer gegenseitigen Orientierung etwas voneinander abweichen.

II. Die Mesotexturen.

Eine Übersicht über die Mesotexturen gewinnt man durch die folgerichtige Anwendung des Gedankenganges, daß Mesotexturen durch eine teilweise Zerstörung der Ordnung in einem dreidimensionalen Kristall entstehen können. Da hier auf eine Behandlung der Texturen dreidimensionaler Kristalle verzichtet werden muß, sei an dieser Stelle auf die diesbezügliche Literatur verwiesen.

Durch Translationen oder Rotationen oder beide geometrische Operationen gemeinsam lassen sich systematisch die Gitteranordnungen dreidimensionaler Kristalle auflösen.

Wiederum seien zunächst diejenigen Fälle zuerst herausgegriffen, bei denen die einzelnen Ebenen eines dreidimensionalen Kristalles als solche in Form zweidimensionaler Kristalle erhalten bleiben.

Man kann eine solche Auflösung etwa in der Weise vornehmen, daß man die einzelnen Ebenen des dreidimensionalen Kristalles in einer bestimmten Richtung beliebig gegeneinander verschiebt. Dann kann man umgekehrt den dreidimensionalen Kristall durch geeignete parallele Translationen wiedererhalten.

[1] Siehe etwa Müller-Pouillet: 11. Aufl., Bd. I,2, Kap. 9 oder A. Smekal: Z. Physik 55, 289 bis 303 (1929).

Eine andere Möglichkeit für den Aufbau einer verwandten Mesotextur besteht darin, daß die verschiedenen Ebenen in verschiedenem Ausmaß um eine bestimmte Achsenrichtung im Raum gedreht sind. Da die einzelnen realen zweidimensionalen Kristalle alle endliche Flächen bedecken, ist eine solche Textur ohne eine gegenseitige Durchdringung möglich.

In der Tabelle 6 und den zu ihr gehörigen schematischen Fig. 10 ist eine Anzahl der möglichen Mesotexturen zweidimensionaler Kristalle zusammengestellt. Allen dort aufgezählten Texturen ist gemeinsam, daß sie durch eine schematische Auflösung eines dreidimensionalen Kristalles entstehen. Daneben existieren jeweils entsprechende Typen von Mesotexturen, die deswegen nicht aus dreidimensionalen Kristallgittern hervorgehen können, weil die zweidimensionalen Strukturelemente zu der Gruppe der zweidimensionalen Kristalle gehören, die nicht aus Abbau dreidimensionaler abzuleiten sind.

Fig. 10a. Mesotextur zweidimensionaler Kristalle, die aus einem dreidimensionalen Kristall hervorgeht durch Translationen in der Richtung *a*.

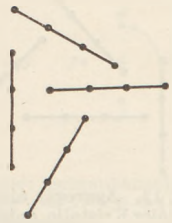


Fig. 10b. Mesotextur zweidimensionaler Kristalle, die aus einem dreidimensionalen Kristall hervorgeht durch Rotationen um eine Koordinatenachse des Kristalls.

Tabelle 6. Mesotexturen zweidimensionaler Strukturen. (Gruppe der Texturen, die zu einem dreidimensionalen Kristall entarten können.)

Die Textur entsteht aus einem dreidimensionalen Kristall.

A. Durch beliebige Translation:

1. In einer bestimmten Gitterrichtung,
2. in zwei bestimmten Gitterrichtungen,
3. in drei bestimmten Gitterrichtungen,
4. in einer beliebigen Richtung, die nicht mit Gitterpunkten besetzt bzw. sehr hoch indiziert ist.

B. Durch beliebige Rotation:

I. Um eine Kantenrichtung des Elementarbereiches,

II. um eine beliebige Gitterrichtung,

III. um eine beliebige Richtung, die nicht mit Gitterpunkten besetzt bzw. sehr hoch indiziert ist.

C. Durch beliebige Translationen und Rotationen
(mögliche Typen sind jeweils Kombinationen aus einem der Fälle 1 bis 4 mit I bis III).

Diese Mesotexturen der zweiten Gruppe zeigen als gemeinsames geometrisches Merkmal eine Parallelstellung bestimmter ausgezeichneter Richtungen (der beiden Elementartranslationen des zweidimensionalen Kristalls bzw. einer von ihnen oder einer anderen Gittertranslation). Im Raum ist nun eine solche Parallelstellung nach einer, zwei oder drei nicht in einer Ebene liegenden Richtungen möglich, so daß sich darnach Gesichtspunkte für eine Systematik dieser Gruppe ergeben. Eine Diskussion dieser Texturen muß einer späteren Zeit überlassen werden. Von allgemeinerem Interesse ist die Eigenschaft dieser Texturen, infolge der Parallelstellung bestimmter in allen Strukturen gleichen Translationen sich gegenüber einer Reihe von physikalischen Effekten wie dreidimensionale Kristalle verhalten zu können. Diese dreidimensionalen „Pseudokristalle“ unterscheiden sich von den wahren dreidimensionalen Kristallen dadurch, daß es auf keine Weise geometrisch möglich ist, Elementarbereiche in ihnen aufzufinden, durch deren lückenlose Aneinanderstellung nach nur drei verschiedenen Elementartranslationen ein dreidimensionales Gitter entsteht. Stets bleiben bei ihnen entweder willkürliche Lücken oder ist die Basis des Elementarbereiches unendlich groß. Gesetzmäßige dreidimensionale Anordnung zeigen in diesem

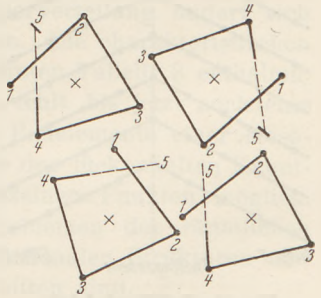


Fig. 11.
× Spur der in allen Mesokristallen parallelen Richtung.

Fall nur die Texturelemente, also jeweils die ganzen zweidimensionalen Kristalle. Ein Beispiel für einen solchen Pseudokristall ist in der Fig. 11 gegeben.

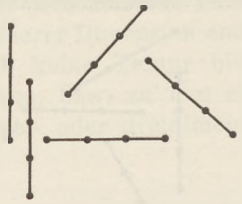


Fig. 12. Aggregat eindimensionaler Kristalle, entstanden aus dreidimensionalem Kristall durch Translation in Richtung c und Rotation um Richtung a.

Analog der Ableitung der Mesotexturen aus zweidimensionalen Texturelementen gestaltet sich die Ableitung der Mesotexturen aus eindimensionalen Kristallen. Die Tabelle 7 und die zu ihr gehörige Fig. 12 lassen die wesentlichsten Typen dieser Mesostrukturen erkennen. Ebenso wie bei den zweidimensionalen Gruppen sind auch hier wieder Texturen möglich, die nicht aus einer planmäßigen Auflösung dreidimensionaler Kristalle abgeleitet werden können. Als weitere Möglichkeit tritt noch hinzu das Auftreten von Texturen, die weder aus drei- noch aus zweidimensionalen Kristallen durch Zerstörung ihrer Ordnung gewonnen werden können. Von ihrer Beschreibung sei im einzelnen abgesehen, da sie vorwiegend nur geometrisches Interesse hat. Interessant ist nur, daß neben der Entartung der Textur zu einem dreidimensionalen Pseudokristall auch noch eine solche zu einem zweidimensionalen Pseudokristall möglich ist. —

Tabelle 7. Mesotexturen eindimensionaler Strukturen.

A. Texturen, die durch geometrische Auflösung dreidimensionaler Kristalle zu gewinnen sind (Einteilung analog Tabelle 6).

B. Texturen, die durch geometrische Auflösung zweidimensionaler Kristalle zu gewinnen sind (Einteilung analog Tabelle 6).

C. Texturen, die nicht aus geometrischer Auflösung drei- oder zweidimensionaler Kristalle zu gewinnen sind:

1. Drei Bezugsrichtungen in allen Kristallen parallel,
2. zwei „ „ „ „ „
3. eine Bezugsrichtung „ „ „ „
4. keine „ „ „ „ „

In den bisherigen Überlegungen fehlt noch die Berücksichtigung der Zwillingsbildung.

Wie aus der Kristallographie der dreidimensionalen Kristalle als bekannt angenommen werden darf, sind neben einfachen dreidimensionalen Kristallen sogenannte Zwillingskristalle möglich. Sie unterscheiden sich von den einfachen Kristallen dadurch, daß der gesamte Kristall in mindestens zwei Raumbezirke[1] zerlegt werden muß, innerhalb deren die gleichen geometrischen Gesetze gelten, die aber in ihrer Lage voneinander gesetzmäßig abweichen (Fig. 13). Die einzelnen Bezirke gehen ineinander geometrisch über durch eine bestimmte Drehung um eine definierte Richtung oder durch eine Spiegelung durch eine Symmetrieebene[1]. Zwillingskristalle sind somit aus mehreren einfachen Strukturen aufgebaut, also als gesetzmäßige Texturen aufzufassen.

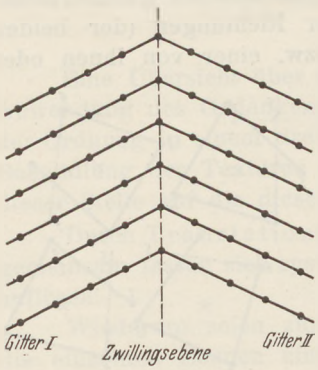


Fig. 13. Zwillingskristall.

Es ist nun möglich, daß die einzelnen Strukturelemente einer solchen Zwillingsbildung in ihrer Geometrie sich so verhalten, wie rechte und linke Hand, d. h. kristallographisch enantiomorph sind[1]. Richtung und Gegenrichtung in solchen enantiomorphen Gebilden sind geometrisch nicht gleichwertig[1] (Fig. 14). Wir müssen infolgedessen bei den Mesotexturen ganz allgemein zwischen solchen unterscheiden, die beide oder nur eines der beiden enantiomorphen Texturelemente enthalten können. Im Entartungs-

[1] Siehe P. Niggli: Lehrbuch der Mineralogie. I.

fall geht die Gruppe derjenigen Mesotexturen, die beide enantiomorphe Elemente aufnehmen, in Zwillinge von drei- bzw. zwei- oder eindimensionalen Kristallen oder Pseudokristallen über mit beiden enantiomorphen Formen eines Gitters.

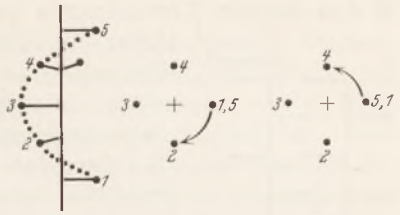


Fig. 14. Enantiomorphie: Schraubenachse, Punktfolge in Richtung $1 \rightarrow 5 \curvearrowright 5 \rightarrow 1 \curvearrowright$ (Richtungssinn!).

Aus der Zusammenfassung des Bisherigen ergibt sich die Tabelle 8. Die realen Mesostrukturen und Texturen folgen einer der dort aufgezählten geometrischen Anordnungsart. Genauer gesagt, die mittleren raumzeitlichen Schwerpunktslagen der Bauelemente der Mesophasen ordnen sich nach diesen Gesetzen. Im einzelnen Augenblick und beim einzelnen Bauelement findet in der realen Mesophase eine mehr oder minder große Abweichung von der räumlichen Lage, wie sie das geometrische Gesetz vorschreibt, statt, als Folge der thermischen Beweglichkeit der Bauelemente.

Tabelle 8. Übersicht über die Mesotexturen.

A. Zweidimensionale Strukturen als Texturelement:	I. im Entartungsfall Textur dreimensionaler Kristalle	a) nur eine enantiomorphe Form; b) beide Formen enthaltend,
	II. kann nicht zu dreidimensionalen Kristallen entarten. Textur nimmt Kristalle	a) nur einer enantiomorphen Form; b) beider Formen auf.
B. Eindimensionale Strukturen als Texturelement:	I. Wie A Ia und A Ib,	
	II. im Entartungsfall geht Textur in zweidimensionalen Kristall über. IIa und IIb analog Ia und Ib.	
	III. analog A IIa und A IIb.	
C. Adsorbatphasen, s. Tabelle 5.		

Die Weiterverfolgung des Gedankens würde zu einer Geometrie des raumzeitlichen Verhaltens der verschiedenen Phasen führen, die nur in Einzelheiten von der Geometrie derjenigen Phasen abweicht, wie sie im Vorausgegangenen dargestellt worden ist. Infolgedessen erübrigt sich in dieser Mitteilung ein weiteres Eingehen darauf. Es sei nur bemerkt, daß die notwendige Erweiterung des Bisherigen darauf hinausläuft, die Geometrie der Realphasen noch zu ergänzen durch eine Geometrie der räumlichen Fehlerverteilung. Durch die Berücksichtigung der Fehlerverteilung ändert sich jedoch, wie gesagt, nichts Wesentliches im Aufbau der Phasen. Die charakteristischen Züge der verschiedenen Mesophasen sind in der bereits genannten Tabelle 8 enthalten.

Bei der Beschreibung der Geometrie der Mesophasen fehlt bis jetzt noch eine Darstellung des Einflusses der Eigengestalt der einzelnen Bauelemente einer Mesostruktur. Die Behandlung dieser Frage ist indessen als Folge der lückenhaften Kenntnis des räumlichen Aufbaues der Bauelemente nur in einzelnen Punkten möglich. Das geringe Wissen auf diesem Gebiete führt zu den Problemen der räumlichen Anordnung körperlicher Bauelemente in ein- und zweidimensionalen Strukturen und in ihren Texturen, wie sie im folgenden Abschnitt angeschnitten sind.

III. Der räumliche Aufbau der Bauelemente und seine Bedeutung für das Zustandekommen von Mesotexturen.

Aus röntgenographischen Strukturbestimmungen ist über den räumlichen Aufbau organischer Substanzen nur so viel bekannt, daß die einzelnen Radikale noch deutlich erkennen lassen, daß sie selbst wieder aufgebaut sind aus Bauelementen, die zu

Uniwersytetu Gdańskiego Biblioteka

ganz bestimmten Atomrümpfen gehören, deren Raumbedarf nicht sehr veränderlich ist. So weiß man z. B., daß in aliphatischen Ketten der Abstand benachbarter C-Atome in den meisten Verbindungen praktisch konstant ist. Man könnte ohne allzu große Fehler ein Bild dieser Körper entwerfen, wenn man mit konstanten Wirkungsradien aliphatischer C-Atome oder N- oder O-Atome rechnen würde. Mit einer sehr großen Annäherung darf man dabei die einzelnen Atomrümpfe als kugelförmig ansehen. Daraus ergibt sich als Folge, daß die einzelnen Molekeln auch in eindimensionalen und zweidimensionalen Kristallen nicht bloß einen bestimmten Raumbedarf, sondern auch eine bestimmte und weitgehend bekannte Gestalt haben. Entsprechend dem Volumen und der Form dieser Molekeln ist es möglich, daß mit bestimmten Molekeltypen eine Reihe von Mesostrukturen und Texturen unvereinbar sind. Die Diskussion dieser Frage ist zurzeit noch nicht durchgeführt.

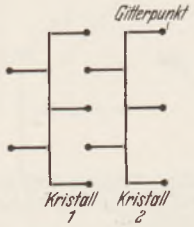


Fig. 15.

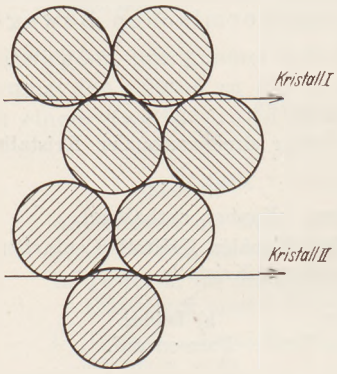


Fig. 16.

Eine weitere Folge der räumlichen Gestalt komplizierter Moleküle vermag darin zu bestehen, daß die einzelnen benachbarten Mesokristalle sich teilweise überdecken oder durchdringen (gegenseitige Verzahnung bzw. Ineinanderstellung von Schraubensystemen) (Fig. 15). Damit ist verknüpft, daß die Lage benachbarter Mesokristalle nicht vollkommen unabhängig voneinander ist (Fig. 16). Es entstehen Pseudokristalle anderer Art, wie sie bereits in dem vorausgegangenen Abschnitt beschrieben worden ist. Ein Beispiel dieser Pseudokristalle sei kurz beschrieben. Es sei angenommen, ein kompliziertes aliphatisches Molekül bilde einen eindimensionalen Mesokristall, der im Entartungsfall eine Textur bildet, die in einen dreidimensionalen Kristall übergehen kann. Mit großer Annäherung wird dies z. B. verwirklicht sein bei Gliedern der Paraffinreihe. Solche eindimensionalen Mesokristalle können so dicht aneinander gepackt werden, daß z. B. der Wirkungsbereich eines bestimmten C-Atoms des einen Kristalls gerade hineinreicht in eine Lücke zwischen zwei C-Atomen seines Nachbarn (Fig. 16). Die Textur des Aggregates täuscht dann einen dreidimensionalen Kristall vor. Man ersieht dies ohne weiteres, wenn man in der Fig. 17 einen Bereich der Textur herausgreift, der innerhalb der Phasengrenze liegt, und an keiner Stelle an der Phasenoberfläche sich befindet. Untersucht man irgendwelche Effekte, bei denen die Phasengrenze nicht zur Beobachtung gelangt, so wird man infolge dieses speziellen Aufbaues der Textur in keiner Weise feststellen können, daß kein dreidimensionaler Kristall vorliegt. Nur wenn die Beobachtung der Oberfläche der Mesophase gelingt, oder wenn es möglich ist, die Textur in ihre Strukturelemente aufzuspalten, dann stellt man fest, daß kein dreidimensionaler Kristall vorliegt.

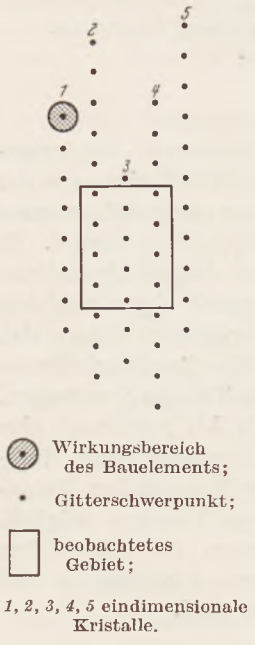


Fig. 17.

Übersicht über die wesentlichen Charakteristika der Mesophasen.

Die im vorliegenden entwickelte Geometrie der Mesophasen beansprucht nicht nur kristallographisches Interesse. Wie sich aus dem nachfolgenden Abschnitt ergeben wird, ist die Struktur und Textur der Mesophasen für den Chemiker und Physiker von Bedeutung. Bei den realen Mesophasen kommen infolge der mit ihnen verknüpften physikalischen Eigenschaften im wesentlichen nur zwei große Gruppen in Frage: Mesophasen ein- und zweidimensionaler

Kristalle, die bei der Entartung ihrer Texturen in dreidimensionale Kristalle übergehen können, und einzelne Typen der Adsorbatphasen. Die übrigen möglichen Mesophasen sind daneben nur von untergeordneter Bedeutung.

Sehen wir von den Adsorbatphasen ab, so müssen wir uns bewußt bleiben, daß eine Reihe Eigenschaften von Mesophasen nicht erkennen lassen, ob es sich um Folgen der Struktur oder der Textur handelt. Ein typischer Fall dieser Art sei kurz angedeutet. Die eindimensionalen Kristalle sind so angeordnet, daß scheinbar, wenn man nur einen bestimmten Bezirk des Aggregates betrachtet, ein zweidimensionaler Kristall vorliegt. Dieser Pseudokristall, dessen Analogon im vorigen Abschnitt diskutiert wurde, vermag seinerseits wieder in den verschiedenen Bezirken der Phase verschieden orientiert zu sein. Untersucht man dann z. B. den Röntgeneffekt der gesamten Phase, so wird scheinbar ein Aggregat zweidimensionaler Kristalle vorliegen, während in Wahrheit der Effekt verursacht ist durch die besondere Textur eindimensionaler Gebilde. Man wird also nicht durch eine einzige Untersuchung eines einzigen physikalischen Effektes imstande sein, eine zuverlässige Entscheidung darüber zu treffen, ob die Mesophase aus ein- oder zweidimensionalen Kristallen aufgebaut ist. Bei den Mesophasen macht sich noch viel mehr die gegenseitige Überdeckung von Textur- und Struktureffekten geltend als bei den dreidimensionalen Kristallen.

Die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften der Mesophasen wird infolgedessen darauf gerichtet sein müssen, durch kritische Auswertung der Beobachtungen festzustellen, ob die Strukturelemente ein- oder zweidimensionale Kristalle sind, und welche Texturgesetze vorliegen. Die Gesichtspunkte, die man bei dieser kritischen Betrachtung einzuschlagen hat, sind in dem nachfolgenden Abschnitt kurz zusammengestellt.

Die physikalische Charakteristik der Mesophasen.

Die geometrische Charakteristik der Mesophasen als Gebilde mit gesetzmäßigen Anordnungen der Bauelemente im Raum ohne so weitgehende Vorschriften wie beim dreidimensionalen Kristall führt zu einer einfachen Darstellungsweise der physikalischen Eigenschaften dieser Aggregatzustände. Alle Mesophasen haben mit der dreidimensionalen kristallisierten Phase das eine gemeinsam, daß es sich um Aggregatzustände handelt mit räumlicher Anisotropie gegenüber physikalischen Effekten. Ebenso haben alle Mesophasen mit dem amorphen Aggregatzustand gemeinsam, daß die einzelnen Bezirke der gesamten dreidimensionalen Phase in ihrer örtlichen Lage unabhängig sind von ihrer Nachbarschaft. Als Entartungsfall nach dem Gebiet zu dem dreidimensionalen kristallisierten Aggregatzustand kommen die Pseudokristalle in den beiden letzten Abschnitten des vorausgegangenen Hauptteiles in Frage. Entartungsfälle nach dem Gebiet zu dem amorphen Aggregatzustand sind die amorphen Texturen ein- und zweidimensionaler Kristalle. Bei den Mesophasen muß stets gleichzeitig deren Struktur und Textur in Betracht gezogen werden, da erst die Aggregierung der einzelnen Mesokristalle die makroskopische dreidimensionale Mesophase ergibt.

Durch äußere Felder ist es nun immer möglich, die Textur der gegeneinander verschiebbaren Mesokristalle (sie sind ja nicht gegenseitig fixiert wie die Blöcke eines Realkristalls, und es bestehen auch keine Abhängigkeiten der Lage benachbarter Texturelemente) so abzuändern, daß entsprechend dem äußeren Felde und seiner Symmetrie typische Texturen ein- und zweidimensionaler Kristalle entstehen. Infolgedessen ist man in der Lage, durch geeignete äußere Felder zu entscheiden, ob ein- oder zweidimensionale Kristalle in der Mesophase vorhanden sind. Die Methodik solcher Untersuchungen läuft darauf hinaus, durch Anlegung elektrischer und magnetischer definierter Felder die ein- und zweidimensionalen Kristalle zu ordnen und von der gesamten Textur eine Röntgenaufnahme zu machen. Zusammenfassende Berichte über diese Forschungen sind im Literaturanhang aufgeführt[1]. Die dort

[1] Siehe insbesondere Literaturverzeichnis Nr. 13, 14, 15, 17, 18, 38, 39, 43.

genannte Literatur ermöglicht ohne weiteres das Eindringen in diese Arbeitsgebiete, so daß hier von einem Bericht darüber abgesehen werden kann.

Zwischen den ein- und den zweidimensionalen Kristallen besteht der Unterschied, daß infolge der weitaus größeren Berührungsmöglichkeit zweidimensionaler Kristalle ihre gegenseitige Verschiebungsmöglichkeit beträchtlich geringer ist als die eindimensionaler. Die zweidimensionalen Kristalle können sich nämlich nicht bloß an ihren Grenzflächen ihrer Ebenen, sondern auch auf der Ober- und Unterseite der Ebene berühren. Die eindimensionalen Kristalle dagegen haben als Berührungsfläche jeweils nur einen Zylinder, der koaxial zu ihrer Gittergeraden ist. Es ergibt sich daraus, daß die Umorientierung der Textur bei eindimensionalen Kristallen erheblich leichter und rascher vor sich gehen kann als bei zweidimensionalen.

Während bei eindimensionalen Kristallen schwache Felder genügen, um eine vollständige Neuorientierung eindimensionaler Aggregate zu erzielen, und während solche Effekte auf verschiedenstem Wege ermöglicht werden können, ist dies bei zweidimensionalen Kristallen mit erheblich größeren Energieaufwänden und oft nur bei besonderen apparativen Anordnungen zu ermöglichen. Schon frühzeitig hat man infolgedessen fließende und flüssige Kristalle unterschieden. Wie leicht zu folgern ist, gehören die fließenden Kristalle zu den eindimensionalen. Die Viskosität zweidimensionaler Kristalle ist erheblich größer als die eindimensionaler Kristalle. Die Orientierungsgeschwindigkeit bei Texturveränderungen ist bei eindimensionalen Kristallen beträchtlich größer als bei zweidimensionalen.

Wie aus einer anderen Arbeit des Verfassers vorweggenommen sei, unterscheiden sich ein- und zweidimensionale Kristalle noch in zwei weiteren Eigenschaften:

Die Bildungswahrscheinlichkeit eindimensionaler Kristalle ist beträchtlich größer als die zweidimensionaler. Die Wahrscheinlichkeit einer Keimbildung eines zweidimensionalen Kristalls ist fast gleich groß der eines dreidimensionalen. Treten in einer Phase, die durch ihre Anisotropieeffekte und ihre Festigkeit deutlich als Mesophase zu erkennen ist, sehr viele Einzelaggregate auf, so ist es sehr wahrscheinlich, daß die Strukturelemente eindimensional sind.

Ein weiterer Unterschied beider Mesostrukturen ist die Mindestgröße der gerade noch stabilen Kristalle. Aus energetischen Überlegungen ergibt sich, daß die Mindestgröße sowohl der ein- als auch der zweidimensionalen Kristalle ungefähr bei Gebilden liegt, die gerade an der Grenze des im Mikroskop noch nicht Sichtbaren sich befinden. Die Mindestgröße eindimensionaler Kristalle ist in Richtung ihrer Gittergeraden merklich größer, als der Mindestdurchmesser gerade noch existenzfähiger zweidimensionaler Strukturen. Zusammenfassend kann man sagen, daß durch ihre physikalischen Eigenschaften ein- und zweidimensionale Kristalle beeinflußbar sind durch äußere Felder, und sie können entarten zu Anordnungen dreidimensionaler Kristalle. Infolge der Beeinflußbarkeit der Textur der Mesophasen ist die Systematik dieser Texturen nur insoweit von Interesse, als sie die Unterscheidungsmöglichkeit ein- und zweidimensionaler Strukturen behindert. Da mit einer solchen Behinderung aber in sehr vielen Fällen zu rechnen ist, ergibt sich die Notwendigkeit, auf mannigfaltige Weise den Nachweis für die Struktur der Mesokristalle zu führen.

Die physikalischen Eigenschaften der Adsorbatphasen haben in anderen Abhandlungen eine ausreichende Darstellung gefunden. Auf zusammenfassende Untersuchungen ist im Literaturanhang verwiesen[1].

Die Chemie der Mesophasen.

Erfahrungsgemäß besteht zwischen der chemischen Konstitution einer Verbindung und der Wahrscheinlichkeit, von ihr gute makroskopische dreidimensionale Kristalle zu erhalten, die Beziehung, daß mit steigender Kompliziertheit des chemischen Aufbaues in der Regel das Kristallisationsvermögen erheblich herabsinkt. Zunächst nimmt die

[1] Siehe insbesondere H. Cassel: Erg. exakt. Naturwiss. **6**, 104 (1927).

Zahl der brauchbaren Kristallisationsmedien ab, und bei allen hochkomplexen organischen Verbindungen pflegt die Größe der Einzelkristalle außerordentlich klein zu sein. Erst in den letzten Jahren ist es bekanntlich gelungen, von den in der Natur eine große Rolle spielenden Polyosen, Polypeptiden usw. anständige makroskopische Kristalle zu züchten.

Dieses Verhalten der organischen Komplexe ist bei einem näheren Zusehen nicht verwunderlich. Im dreidimensionalen kristallisierten Zustand sind die einzelnen Moleküle nicht bloß an bestimmte Orte des Gitters gebunden, sie müssen dort auch noch eine bestimmte Lage einnehmen. Die eigene Form der organischen Moleküle fordert eine sehr genaue Einhaltung der vorgeschriebenen Orientierung. Die thermische Beweglichkeit wirkt dem entgegen. Infolgedessen ist das Kristallisationsvermögen kompliziert aufgebauter organischer Substanzen relativ gering.

Im vorangegangenen Abschnitt ist nun auseinandergesetzt worden, daß im allgemeinen das Kristallisationsvermögen ein- und zweidimensionaler Kristalle größer als das der dreidimensionalen ist. Die eindimensionalen Kristalle besitzen unter gleichen äußeren Bedingungen gegenüber den zweidimensionalen eine bedeutend größere Keimwahrscheinlichkeit. Es steht zu erwarten, daß die komplizierteren organischen Körper bedeutend wahrscheinlicher in einer Mesophase als in einem dreidimensionalen Gitter kristallisieren.

In der Tat ist bekannt, daß natürlicher Kautschuk, natürliche Zellulosen und andere hochkomplexe organische Verbindungen erst unter der Wirkung äußerer mechanischer Beanspruchung (äußerer mechanischer Zug oder Druck) im Röntgenbild geordnete Struktur erkennen lassen. Die Röntgenuntersuchungen lassen in den meisten Fällen eindimensionale Kristalle, seltener zweidimensionale annehmen. Außerordentlich häufig macht man die Beobachtung, daß mit dem Auftreten eines äußeren richtenden Zuges scheinbar ein Kristallisieren verbunden ist. Nach Aufhebung des richtenden Zuges findet eine allmähliche Zurückverwandlung in eine ungeordnete Phase statt. Dieses Verhalten spricht für das Aufheben von dreidimensionalen Pseudokristallen, wie sie vorhin beschrieben worden sind (siehe S. 18). Bei Kautschuk und Zellulosen scheint dies der gewöhnliche Fall zu sein[1].

Mesophasen sind bei den komplizierten organischen Verbindungen zuerst entdeckt worden. Von einer Reihe lange Kohlenstoffketten enthaltenden Verbindungen konnten sowohl flüssige als auch fließende Kristalle beschrieben werden[2]. Aus der Häufigkeit solcher Phasen bei solchen Verbindungen glaubte man eine Zeitlang den Schluß ziehen zu dürfen, daß die Existenz von Mesophasen an das Vorhandensein langer Kettenmoleküle oder von Molekülen mit ausgeprägter gestaltlicher Asymmetrie geknüpft ist. Diese Auffassung ist zu weitgehend.

Die Stabilität bereits sehr kleiner dreidimensionaler Kristalle ist bedeutend größer als die von gerade sichtbaren einheitlichen Mesostrukturen. Infolgedessen beobachtet man mit dem Auftreten einiger Kristallisationswahrscheinlichkeit von dreidimensionalen Kristallen vorwiegend solche als Folge eines natürlichen Ausleseprozesses, der die stabileren, wenn auch selteneren dreidimensionalen Kristalle fortwachsen läßt, während er die häufigeren Mesokristalle bald wieder zerfallen und ihre Bauelemente an die dreidimensionalen Gitter abgeben läßt. An und für sich sind Mesophasen nicht an eine bestimmte chemische Voraussetzung geknüpft.

Anscheinend sind die Mesophasen weitaus häufiger, als man bisher gedacht hat. So spricht manches dafür, daß die gewöhnlichen Silikatgläser in Wirklichkeit keine amorphen, sondern Mesophasen sind. Es ist bekannt, daß die Handelsgläser infolge äußerer Beanspruchung leicht doppeltbrechend werden. Experimentell ist es nicht schwierig zu zeigen, daß Druck und Zug an diesen Gläsern zu Doppelbrechung führen, die zu

[1] Siehe etwa Literaturverzeichnis Nr. 30, 35, 40.
[2] Siehe etwa Literaturverzeichnis Nr. 3, 19, 21, 42, 65.

einem erheblichen Teil nach der Beanspruchung zurückgeht. Man weiß, daß warm gezogene Glasstäbe oft doppeltbrechend sind und daß die einzelnen Doppelbrechungseffekte von der Art der Beanspruchung berichten können. Demnach zeigen diese Gläser das Bild der beschriebenen amorphen Mesotexturen eindimensionaler Kristalle. (Das Orientierungsvermögen ist bereits bei schwachen Beanspruchungen außerordentlich groß.) Unter dem Einfluß äußerer Beanspruchung gehen alsdann diese Texturen in solche mit einer größeren Ordnung der Texturelemente über. Nach dem Aufheben des äußeren Zwangs kehrt die amorphe Textur allmählich wieder.

Für die Technologie der technisch wichtigen Gläser spielt dieses Verhalten der Bauelemente im Glas eine große Rolle, um so mehr, als leicht einzusehen ist, daß die Wärmevorgeschichte einer Glasschmelze auf die Ordnungsprozesse von großem Einfluß sein wird. Die eindimensionalen Kristalle in den Silikatgläsern dürften vorwiegend aus einfachen SiO_2-Ketten bestehen, da in den Glasflüssen aus physikalisch-chemischen Gründen die stabilsten Gebilde Ketten dieser Zusammensetzung sind. (Ionenradius und Ionenladung.) Im Vergleich mit dem komplizierten Aufbau der organischen Ketten der flüssigen Kristalle würden demnach hier sehr einfache Gebilde vorliegen.

Die Chemie der flüssigen Kristalle und die derzeitige Kenntnis der Wirkungsradien der verschiedenen Ionen und Atome läßt schließlich noch die eine Frage aufwerfen, ob die einzelne Gitterstelle in einem ein- oder zweidimensionalen Kristall stets von der gleichen Atom- oder Ionenart besetzt sein muß. Aus der Kristallchemie der dreidimensionalen Gitter sind die Erscheinungen der Isomorphie bekannt. Isomorphie bei Mesokristallen würde nun nach dem Stand der derzeitigen Kenntnisse über die Wirkungsradien bedeuten, daß sich in organischen Substanzen die Atome C, N, O und ihre Kationen gegenseitig vertreten können. Damit ergibt sich bei eindimensionalen Kristallen die Möglichkeit, daß die Größe des Kristalls bestimmt ist durch die Molekülgröße. Die einzelnen Mesokristalle bestehen dann jeweils nur aus einem einzigen Molekül. Bei solchen Überlegungen kann man zunächst von der Lage der Wasserstoffatome absehen, da der Wirkungsbereich des H-Ions und auch des H-Atoms gegenüber den übrigen Wirkungsbereichen sehr klein ist. Kristallographisch läuft diese Betrachtungsweise darauf hinaus, daß man lediglich das für den Zusammenhalt und die Geometrie des Kristalls wichtigste Gitter herausgreift und alles Übrige nachträglich einbaut[1]. Wie sich aus der Erfahrung ergibt, ist eine solche Denkungsweise durchaus zulässig und nützlich. Darnach verhalten sich entsprechend lange Kettenmoleküle wie eindimensionale Kristalle. Vernachlässigt man den feineren Aufbau und läßt auch bei den Mesokristallen Isomorphie zu, so kann man ruhig von eindimensionalen Kristallen bei diesen Gebilden sprechen.

Die beobachtbaren eindimensionalen Phasen solcher Molekülketten sind demnach wohl des öfteren identisch mit den Molekülen selbst. In solchen Fällen vermögen die eindimensionalen Kristalle relativ sehr klein zu sein, da Gitterfeld und molekulares Kraftfeld hier zusammenfallen. Erfahrungsgemäß sind die Kräfte, die das organische Molekül zusammenhalten, verglichen mit den Gitterkräften, sehr groß. Infolgedessen sind auch diese eindimensionalen Mesokristalle sehr stabil.

Sind indessen die Mesokristalle nicht identisch mit dem chemischen Molekül, so folgt aus der kleinen Gitterenergie der Molekülgitter die Notwendigkeit zahlreicher Bauelemente für einen stabilen Mesokristall.

Aus der experimentell meßbaren Größe der Mesokristalle läßt sich demnach ein Anhalt dafür gewinnen, ob die Mesophase aufgebaut ist aus Molekülen, die eindimensionale Mesokristalle im Sinne der erweiterten Definition sind, oder ob Mesokristalle mit zahlreichen Bauelementen vorliegen.

Im Prinzip muß es gleichgiltig sein, ob man Isomorphie bei ein- oder zweidimensionalen Kristallen zuläßt. Infolgedessen gelten analoge Überlegungen, wie sie

[1] Siehe etwa Literaturverzeichnis Nr. 31, 41.

für eindimensionale Kristalle und Kettenmoleküle angestellt worden sind, auch für zweidimensionale Kristalle und dementsprechend für Moleküle, die man hier als Netzmoleküle bezeichnen muß.

Die Stabilität solcher Mesokristalle mit isomorphen Substitutionen muß von der der reinen Mesokristalle abweichen. Auch bei zweidimensionalen Kristallen ist mit der Möglichkeit zu rechnen, daß ein einziges chemisches Molekül den Kristall bildet, also Gitterenergie mit chemischer Energie des Moleküls zusammenfällt. Alsdann wird auch hier der Mesokristall stabiler sein als ein solcher, bei dem chemische Bindungsenergie und Gitterenergie verschiedenen Ursprungs sind. Man kann sich aber auch noch eine zweite Möglichkeit von Mesokristallen mit isomorphen Substitutionen denken, die im Wesen vollkommen übereinstimmt mit der Substitutionsisomorphie bei den dreidimensionalen Kristallen. Es können einzelne Bauelemente des Gitters durch gitterfremde ersetzt sein. Die Störung des Gitterfeldes wird im allgemeinen begleitet sein von einer Schwächung des Gitterzusammenhaltes. In solchen Fällen wird infolge der an sich geringeren Gitterenergie zweidimensionaler Kristalle im Vergleich zu den dreidimensionalen die gleiche Anzahl „verunreinigender" Bauelemente das Gitter eines zweidimensionalen Mesokristalles erheblich stärker schwächen als das eines dreidimensionalen Kristalles. Ein eindimensionaler Kristall wird dementsprechend noch stärker aufgelockert. Somit folgt der Schluß, daß der mögliche Umfang einer isomorphen Substitution vom drei- zum zweidimensionalen Kristall hin erheblich abnimmt. Möglicherweise ist bei zweidimensionalen Kristallen lückenlose Mischkristallbildung nur ein seltener Ausnahmefall und selbst eine lückenhafte isomorphe Substitution bei eindimensionalen Kristallen nur innerhalb enger Grenzen möglich. Daraus folgt wiederum, daß im allgemeinen die einzelnen Mesostrukturen vom chemischen Standpunkt aus zumeist einen *größeren Reinheitsgrad* als dreidimensionale Kristalle oder amorphe Phasen haben.

Der soeben ausgesprochene Schluß bedarf insofern noch einer genaueren Festlegung, als sehr oft mesomorphe Systeme aus mehreren unter sich verschiedenen Einzelphasen zusammengesetzt sind. Häufig handelt es sich um disperse Systeme, deren verschiedene Einzelphasen für sich dann einen höheren Reinheitsgrad zeigen müssen als eine entsprechende Substanzmenge dreidimensionaler Kristalle.

Liegen einheitliche Phasen vor, etwa Schmelzen, so gilt die Aussage für die einzelnen Texturelemente der mesomorphen Phase. Die analytisch nachgewiesenen Verunreinigungen eines solchen Körpers entstammen dann nicht den Einzelkristallen, sondern sind in den Zwischenräumen zwischen den Texturelementen angereichert.

Zusammenfassend läßt sich über die *Chemie* und *Physik der Mesophasen* sagen, daß neben den hier nur andeutungsweise behandelten *Adsorbatphasen* in der Hauptsache diejenigen ein- und zweidimensionalen Kristallstrukturen und -Texturen von Interesse sind, die im Entartungsfall in dreidimensionale Kristalle übergehen können.

Durch *äußere* Felder können die Texturen der ein- und zweidimensionalen Kristalle umorientiert werden. Infolgedessen ist es möglich, zwischen ein- und zweidimensionalen Mesokristallen zu unterscheiden. Das *Orientierungsvermögen* eindimensionaler Kristalle ist erheblich größer als das zweidimensionaler. Die *Viskosität* der letzteren ist merklich größer als die der eindimensionalen Kristalle.

Die *räumliche Gestalt* der einzelnen *Wirkungsradien* der Atomrümpfe, Ionen, Radikale usw. kann die Ursache dafür sein, daß eine Textur von ein- oder zweidimensionalen Kristallen das Vorhandensein drei- bzw. zweidimensionaler Gitter vortäuscht. — Pseudokristalle.

Die *chemische Konstitution* hochkomplexer organischer Verbindungen ist oft die Ursache für die Schwierigkeit, von solchen Körpern makroskopische Kristalle zu erhalten. Das größere *Kristallisationsvermögen* der Mesokristalle führt dazu, daß dann von solchen Molekülen Mesophasen nachgewiesen werden können. An und für sich sind aber von allen Verbindungen Mesophasen möglich. Die größere Häufigkeit

dreidimensionaler kristalliner Phasen hängt mit der Stabilität der kleinsten möglichen Kristallbereiche zusammen. Erheblich kleinere Molekülzahlen als für Mesokristalle sind für den kleinsten dreidimensionalen Kristall notwendig. Desgleichen müssen die eindimensionalen Kristalle gleicher Lebensdauer zahlenmäßig bedeutend größer sein als die entsprechenden zweidimensionalen Molekülhaufen. Eine Ausnahme machen diejenigen Mesokristalle, die nur aus einem einzigen Molekül bestehen. Deren Stabilität ist infolge des Zusammenfallens der Gitterenergie mit der der chemischen Molekülbindung bedeutend größer als die der übrigen Mesokristalle.

Isomorphe Substitution ist bei den Mesokristallen, die nicht aus einem einzigen Molekül allein bestehen, in beträchtlich geringerem Umfang möglich als bei den dreidimensionalen Kristallen. Mesokristalle sind infolgedessen reiner als dreidimensionale Kristalle.

Literaturverzeichnis.

1. W. Abitz, O. Gerngross, K. Herrmann: Naturwiss. **18**, 754—755 (1930). — 2. E. Alexander: Z. Kristallogr. **70**, 367—382 (1929). — 3. E. Alexander u. K. Herrmann: Z. Kristallogr. **69**, 285—299 (1928); **70**, 327—345 (1929); **71**, 134 (1929). — 4. L. Berényi: Z. physik. Chem. **94**, 627 bis 662 (1920). — 5. F. Bernauer: Forschg z. Kristallkde **2** (1929). — 6. P. Bose: Physik. Z. **12**, 60, (1911). — 7. E. Brandenberger: Z. Kristallogr. **68**, 330—362 (1928); **76**, 1—86 (1930). — 8. E. Brandenberger u. P. Niggli: Z. Kristallogr. **68**, 301—329 (1928). — 9. M. de Broglie u. E. Friedel: C. r. **176**, 57 (1923). — 10. H. Cassel: Erg. exakt. Naturwiss. **6**, 104 (1927). — 11. H. Cassel u. F. Salditt: Z. physik. Chem. A. **155**, 321—342 (1931. — 12. P. Debye: Z. Physik **36**, 300 (1926). — 13. L. Ebert u. H. v. Hartel: Physik. Z. **28**, 786 (1927). — 14. J. Errera: Physik. Z. **29**, 426 (1928). Polarisation diélectrique. Presses Univ. Paris **1928**. — 15. G. Foëx: C. r. **184**, 147 (1927); **187**, 822 (1928). J. Physique et Radium (6) **10**, 421—438 (1929). — 16. G. Foëx u. L. Royer: C. r. **180**, 1912 (1925). — 17. V. Fréedericksz u. A. Repiewa: Z. Physik **42**, 532 (1927). — 18. V. Fréedericksz u. V. Zolina: Z. Kristallogr. **79**, 255—268 (1931). — 19. H. Freundlich: Fortschritte der Kolloidchemie. Dresden 1926. Lehrbuch der Kapillarchemie. Leipzig 1930. — 20. E. Friedel: C. r. **180**, 269 (1925). — 21. G. Friedel: Ann. Physique **18**, 273 (1922). C. r. **182**, 425 (1926); **185**, 330, 1237 (1927). Z. Kristallogr. **72**, 416 (1929). — 22. G. u. E. Friedel: Z. Kristallogr. **79**, 1—60 (1931). — G. Friedel u. Grandjean: Bl. Soc. Min. **1910**. — 24. R. Gans: Ann. Physique (4) **49**, 149 (1916). — 25. W. Gibbs: Thermodynamische Studien. Leipzig 1892. — 26. P. W. Glamann, K. Herrmann u. A. H. Krummacher: Z. Kristallogr. **74**, 73—94 (1930). — 27. Grandjean: Bl. Soc. Min. **1917**. — 28. F. Haag: Z. Kristallogr. **63**, 179—186 (1926); **70**, 346—352, 353—366 (1929); **77**, 345—352 (1931). — 29. W. Harz: Diss. Halle 1917. — 30. E. A. Hanser u. H. Mark: Kolloidchem. Beih. **22**, 63—94 (1926); Kolloidchem. Beih., Ambrosius-Festschrift **1926**, 64—78. — 31. E. Herlinger: Z. Kristallogr. **62**, 454—488 (1925). — 32. C. Hermann: Z. Kristallogr. **68**, 257—287 (1928); **69**, 226—249, 250—270, 533—555 (1928); **76**, 559—561 (1930); **79**, 186—221 (1931). — 33. K. Hermann u. A. H. Krummacher: Z. Kristallogr. **79**, 134—145 (1931). — 34. H. Heesch: Z. Kristallogr. **71**, 95—102 (1929; **72**, 177—201 (1929); **73**, 325—345, 346—356 (1930). — 35. K. Hess u. C. Trogus: Z. physik. Chem. A **126**, 369 (1927); **145**, 401—450 (1929); B **4**, 321—345 (1929); B **5**, 161—176 (1929). — 36. Hückel: Physik. Z. **22**, 561 (1921). — 37. T. Ito: Z. Kristallogr. **73**, 365—375 (1930). — 38. M. Jezewski: J. Physique et Radium (6) **5**, 59 (1924). Z. Physik **40**, 153 (1927); **51**, 159 (1928); **52**, 268, 878 (1929). — 39. W. Kast: Ann. Physik (4) **73**, 145 (1924); (4) **83**, 391, 418 (1927). Z. Physik **42**, 81 (1927). Physik. Z. **29**, 293 (1928). Z. Kristallogr. **79**, 146—160, 161—172 (1931). — 40. J. R. Katz: Kolloid-Z. **36**, 300 (1925); **37**, 19 (1925). Z. angew. Chem. **1925**, 439, 545. — 41. F. Laves: Z. Kristallogr. **73**, 202—265, 275—324 (1930); **76**, 277—284 (1930); **78**, 208—241 (1931). — 42. O. Lehmann: Flüssige Kristalle. Leipzig 1904. Ann. Physik **18**, 808 (1905). Verh. dtsch. physik. Ges. **13**, 342 (1911). Physik. Z. **11**, 575 (1916). — 43. Ch. Mauguin: C. r. **152**, 1680, 1688 (1911). Bl. Soc. Min. **34** (1911). Physik. Z. **12**, 1011 (1911). C. r. **154**, 1359 (1912). Bl. Soc. Min. **1916**. Z. Kristallogr. **76**, 542—558 (1930). — 44. W. J. H. Moll u. L. S. Ornstein: Versl. Acad. Wetensch. Amsterd., Wis- en natuurkd. Afd. **25**, 682 (1916); **25**, 1112 (1917). Proc. Acad. Amsterdam **26**, 1442 (1918). — 45. P. Niggli: Z. Kristallogr. **60**, 283—298 (1924); **63**, 49—121, 255—274 (1926); **65**, 391—415 (1927); **67**, 361—362 (1928); **68**, 404—466 (1928). — 46. P. Niggli u. F. Laves: Z. Kristallogr. **73**, 381—427 (1930). — 47. L. Oberländer: Diss. Halle 1914. — 48. L. S. Ornstein: Z. Kristallogr. **79**, 90—121 (1931). — 49. L. S. Ornstein u. R. Riwlin: Arch. néerl. Physiol. (3 a) **7**, 95 (1923). — 50. L. S. Ornstein u. F. Zernicke: Proc. Acad. Amsterd. **17**, 793 (1914); **21**, 115 (1917). Physik. Z. **10**, 134 (1918); **27**, 761 (1926). — 51. C. W. Oseen: K. Svensk. vet. Akad. Handl. **61**, 2 (1921). Fortschr. d. Chem. usw. **20**, 85—86 (1929). VII. för mat. astr. och fysik **19** (1925). Z. Kristallogr. **79**, 173—185 (1931). — 52. Wo. Ostwald: Z. Kristallogr. **71**, 131—133 (1929); **73**, 428 (1930); **79**, 222 bis 254 (1931). — 53. G. Pólya, Z. Kristallogr. **60**, 278—282 (1924). — 54. R. Riwlin: Diss. Utrecht 1924. — 55. L. Royer: Thèse Strasbourg 1928. — 56. B. Sander u. G. Sachs: Z. Kristallgr. **75**, 550 bis 571 (1930). — 57. R. Schenck: Kristalline Flüssigkeiten und flüssige Kristalle. Leipzig 1905. —

58. SCHOENFLIES: Theorie der Kristallstruktur, 2. Aufl. Berlin 1923. — 59. THE SVEDBERG: Ann. Physik (4) **44**, 1121 (1924). — 60. G. SZIVESSY: Z. Physik **34**, 474 (1925). — 61. H. STAUDINGER u. R. SIGNER: Z. Kristallogr. **70**, 193—210 (1929). — F. STUMPF: Jb. Rad. u. Elekt. **15**, 62 (1918). — 63. J. THIBAUD u. J. J. TRILLAT: Z. Physik. **61**, 816 (1930). — 64. J. J. TRILLAT: Les applications des Rayons X, Paris 1930. Liebigs Ann. **320**, 99 (1901). — 65. D. VORLÄNDER: Ber. dtsch. chem. Ges. **36**, 1488, 2528 (1903). Liebigs Ann. **341**, 1 (1905). Ber. dtsch. chem. Ges. **40**, 1415, 1970, 4527 (1907); **41**, 2033, 2035 (1908). Kristallin-flüssige Substanzen 1908. Ber. dtsch. chem. Ges. **43**, 3133 (1910). **52**, 263 (1919). Z. physik. Chem. **93**, 516 (1919); **105**, 233 (1923). Ber. dtsch. chem. Ges. **56**, 1153 (1923). Chemische Kristallographie der Flüssigkeiten. Leipzig 1924. Z. physik. Chem. **118**, 1 (1925). Ber. dtsch. chem. Ges. **58**, 119, 1898 (1925). Z. physik. Chem. **129**, 472 (1927). Physik. Z. **31**, 428 (1930). Z. Kristallogr. **79**, 61—89 (1931). — 66. D. VORLÄNDER u. M. E. HUTH: Z. physik. Chem. **75**, 641 (1911); **83**, 424 (1913). — 67. D. VORLÄNDER u. F. JANECK: Z. physik. Chem. **85**, 697 (1913). — 68. L. WEBER: Z. Kristallogr. **70**, 309—327 (1929). — 69. P. P. VON WEIMARN: Kolloid-Z. **38**, 129 (1926). — 70. K. WEISSENBERG: Z. Kristallogr. **61**, 58—74 (1924); **62**, 13—51, 52—102, 612 (1925); **63**, 221—222 (1926). — 71. A. VAN WYK (WIJK): Ann. Physik (5) **3**, 879 (1929). Diss. Utrecht 1929). — 72. J. ZADOC-KAHN: C. r. **190**, 672 (1930). — 73. F. ZERNIKE: Proc. Acad. Amsterd. **10**, 1520 (1916). — 74. H. ZOCHER: Physik. Z. **28**, 790 (1927); Z. Kristallogr. **79**, 122—133 (1931). — 75. H. ZOCHER u. V. BIRSTEIN: Z. physik. Chem. A **142**, 113, 177, 186 (1929). — 76. H. ZOCHER u. K. COPER: Z. physik. Chem. A **132**, 295 (1928). — 77. H. ZOCHER u. F. C. JACOBY: Kolloidchem. Beih. **24**, 365 (1927).

Zur Einführung eignen sich: 2, 3, 10, 18, 19, 25, 35, 39, 40, 42, 43, 44, 48, 49, 50, 51, 53, 57, 58, 71, 74.

Für die Einführung ist besonders zu empfehlen:

I. Der Sonderband der Zeitschrift für Kristallographie über flüssige Kristalle **79**.
II. H. CASSEL: Erg. exakt. Naturwiss. **6**, 104 (1927).
III. G. FRIEDEL: Ann. Physique **18**, 273 (1922).
IV. E. ALEXANDER u. K. HERRMANN: l. c. Nr. 3.
V. W. GIBBS: Thermodynamische Studien. Leipzig 1892.
VI. C. HERMANN: Z. Kristallogr. **79**, 134—145 (1931).
VII. W. KAST: Z. Kristallogr. **79**, 146—172 (1931).
VIII. O. LEHMANN: l. c. Nr 42.
IX. L. S. ORNSTEIN: l. c. Nr 48 sowie 49.
X. C. W. OSEEN: Z. Kristallogr. **79**, 173—185 (1931).
XI. R. SCHENCK: l. c. Nr 57.
XII. D. VORLÄNDER: Chemische Kristallographie der Flüssigkeiten. Leipzig 1924. Z. Kristallogr. **79**, 61—89 (1931).

Kleine Mitteilungen.

Zu Galileis Pendelformel.

Von Dr. **Wilhelm Volkmann** in Berlin.

GALILEI ersetzt die Pendelschwingung im Bogen AC (s. Fig. 1) durch den Ablauf längs der Sehne AB und das Hinauflaufen auf der symmetrischen Sehne BC. Dabei wird reibungsloses Gleiten ohne Geschwindigkeitsverlust an der Ecke B angenommen. AB wird in derselben Zeit durchlaufen wie der senkrechte Durchmesser $2l$, wo l die Fadenlänge des Pendels ist. Für BC kommt noch einmal dieselbe Zeit hinzu. Die Fallformel gibt also für die einfache Pendelschwingung:

$$\frac{T^2}{4^2} = \frac{l}{g}.$$

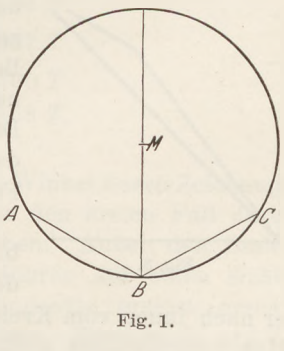


Fig. 1.

Daß diese Formel ungenau ist, erkennt man schon daraus, daß die Ableitung GALILEIS für jede Schwingungsweite denselben Wert gibt, während zwei gleiche Fadenpendel die Abhängigkeit von der Schwingungsweite schnell erkennen lassen.

GALILEIS Formel läßt sich sehr leicht verbessern. Vor allem ist unschwer zu erkennen, in welchem Sinne der Faktor 4 zu ändern ist. In der oberen Zeichnung von Fig. 2 ist eine schräge Ablaufbahn OA dargestellt und eine geknickte Bahn OEA,

die zu demselben Endpunkt führt. Der Knick liegt auf $^1/_4$ der Höhe, von oben her gerechnet. Da den Fallhöhen die Quadrate der Geschwindigkeiten entsprechen, wird am Knick die Hälfte der Endgeschwindigkeit erreicht. Die Fallzeiten sollen nun mit Hilfe der GALILEIschen Zeichnung gefunden werden. Dazu dient die untere Zeichnung der Fig. 2.

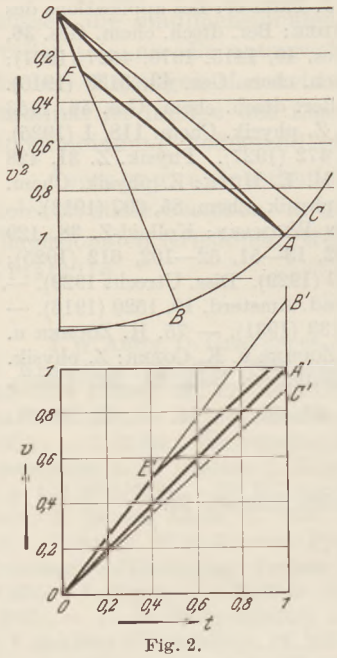


Fig. 2.

Die wirksame Komponente G der Schwerebeschleunigung g ist in der oberen Zeichnung von Fig. 2 bestimmt durch das Verhältnis der Höhe zur Länge der schiefen Ebene ($= g \cos \beta$). In der unteren Zeichnung wird G bestimmt durch das Verhältnis der beiden Katheten $\frac{v}{t}$ ($= \operatorname{tg} \alpha$), wozu ein beliebiger Faktor tritt, der den Abbildungsmaßstab festlegt. Wählt man diesen Faktor passend, so wird die bequeme Übersicht geschaffen, daß für die gerade Bahn $v = 1$ beim Wert $t = 1$ erreicht wird. Aus dieser Rücksicht hat der Kreis zum Abgreifen der Höhen den Halbmesser $\sqrt{2}$ erhalten. Die Bahnen, oder vielmehr ihre Parallelen durch Null, werden bis zum Kreis verlängert und treffen ihn in den Punkten A, B und C. Die Abstände dieser Punkte von der oberen Wagerechten werden bei $t = 1$ aufwärts aufgetragen und geben die Zielpunkte A', B' und C' für die Geschwindigkeitslinien. Der Fallbahn OA entspricht die Linie OA', die $v = 1$ bei $t = 1$ erreicht. Der Fallbahn OE entspricht die nach B' zielende Linie, die bis $v = {}^1/_2$ zum Punkte E' geführt ist. Dort schließt sich die Parallele zu OC' an; sie wird bis $v = 1$ gezogen und erreicht diesen Wert für $t =$ ungefähr 0,93.

Die Fallzeit auf der abwärts geknickten Bahn ist also kürzer als die auf der geraden Bahn. So wird es auch auf der abwärts gebogenen Bahn sein, die das Pendel durchläuft. Die an Fig. 2 geknüpften Betrachtungen zeigen, daß der Faktor 4 in GALILEIS Formel zu groß ist. Sie weisen außerdem einen Weg, diesen Faktor durch Zeichnung (natürlich auch durch Rechnung) in beliebigem Maße zu verbessern.

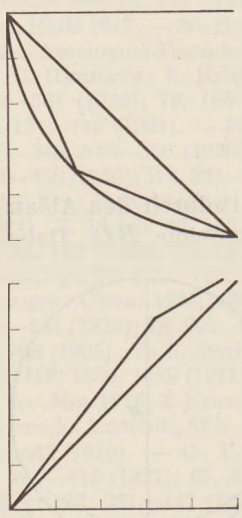


Fig. 3.

In Fig. 3 ist genau im Sinne der Fig. 2 verfahren. Der halbe Schwingungsbogen ist einmal durch die GALILEIsche Sehne und dann durch die beiden Sehnen des nochmals halbierten Bogens ersetzt. Die untere Zeichnung ist genau nach der bei Fig. 2 gegebenen Anleitung ausgeführt. Man kann ohne weiteres den Bogen, statt in 2 Teile, in 4 oder 8 oder noch mehr Teile zerlegen und so den GALILEIschen Wert für einen beliebig großen Bogen bis zu beliebiger Genauigkeit verbessern, wobei man nach demselben Verfahren rechnen kann, statt zu zeichnen. Da sich für jede Schwingungsweite ein anderer Faktor an Stelle der 4 ergibt, hat diese Form der Berichtigung der GALILEIschen Formel keine allgemeine Bedeutung.

In Fig. 4 ist die GALILEIsche Sehne in der Mitte geknickt, bis das untere Stück wieder eine Kreissehne ist. Da der Anfang des oberen Stückes aber auf gleicher Höhe bleiben soll, weicht er nach innen vom Kreisbogen ab. Man kann dies als eine Näherung des GALILEIschen Hemmungspendels auffassen, indem an der durch einen kleinen schwarzen Kreis angedeuteten Stelle ein Nagel eingeschlagen ist. Teilt man die Sehnen nochmals und knickt in angemessener Weise, so entspricht dies weiteren eingeschlagenen Nägeln und schließlich dem HUYGENSschen Schmiegungspendel. Man kann auf dem angedeuteten

Wege zur Tautochrone kommen, wenn man über die Lage der Knickpunkte passend verfügt. Da dieses Verfahren vom Fadenpendel wegführt, sei es hier nicht weiter verfolgt.

Eine Formel allgemeinerer Bedeutung kann nur bei Beschränkung auf sehr kleine Schwingungen gewonnen werden. Hierbei darf ebensowenig wie bei großen Schwingungen die Bogenbahn mit der Sehne verwechselt werden. Geht man nämlich von der Sehne aus, die mit der Wagerechten den Sehnen-Tangentenwinkel α (Fig. 3 oben) bildet und ersetzt sie durch die beiden Sehnen für den halben Zentriwinkel, so bildet die obere mit der Wagerechten den Winkel $\frac{3}{2}\alpha$, die untere den Winkel $\frac{1}{2}\alpha$. Dies gilt unverändert für jede Schwingungsweite. Dagegen unterscheiden sich die Sehnen zum Zentriwinkel α von der Hälfte der Sehne zum Zentriwinkel 2α um einen Bruchteil der Sehne, der mit Verkleinerung des Winkels gegen Null hin abnimmt. Ebenso können die kleinen Winkel schließlich nicht mehr von ihrem Sinus und Tangens unterschieden werden.

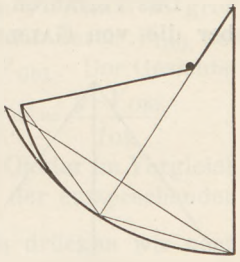


Fig. 4.

Für hinreichend kleine Schwingungen wird also die Beziehung der Beschleunigung G und der Endgeschwindigkeit v auf der GALILEIschen Sehne zu den G_1, G_2, v_1, v_2, auf den kleineren Sehnen des geteilten Bogens unabhängig von der Schwingungsweite. Halbiert man den sehr kleinen Bogen, so wird auf den Sehnen $G_1 = \frac{3}{2} G$, $G_2 = \frac{1}{2} G$, $v_1^2 = \frac{3}{4} v^2$, $v_2^2 = v^2$. Teilt man den Winkel in vier gleiche Teile, so wird:

$$\begin{aligned} G_1 &= \tfrac{7}{4} G & v_1^2 &= \tfrac{7}{16} v^2 \\ G_2 &= \tfrac{5}{4} G & v_2^2 &= \tfrac{3}{4} v^2 \\ G_3 &= \tfrac{3}{4} G & v_3^2 &= \tfrac{15}{16} v^2 \\ G_4 &= \tfrac{1}{4} G & v_4^2 &= v^2 \end{aligned}$$

und so fort bei weiterer Teilung des Winkels.

Aus den Werten für G und v ist t leicht zu berechnen, denn die Formel $v = gt + v_0$ läßt sich schreiben

$$t = \frac{v - v_0}{g}.$$

Ist T die aus der GALILEIschen Formel sich ergebende Zeit, so findet man bei Halbierung des Winkels $T_1 = \frac{1}{3}\sqrt{3}\, T$, $T_2 = \left(2 - \sqrt{3}\right) T$, $T_1 + T_2 = 2\left(1 - \frac{1}{3}\sqrt{3}\right) T = 0{,}8453\, T$, oder statt des Faktors 4 tritt $4 \cdot 0{,}8453 = 3{,}3812$ auf. Teilt man den Winkel in 4 gleiche Teile, so wird:

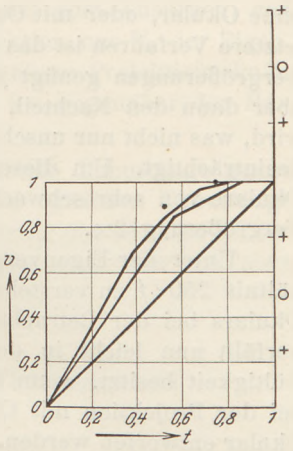


Fig. 5.

$$\begin{aligned} T_1 &= \tfrac{4}{7} \cdot \tfrac{1}{4}\sqrt{7}\, T = & \tfrac{1}{7}\sqrt{7}\, T &= 0{,}37797\, T \\ T_2 &= \tfrac{4}{5}\left(\tfrac{1}{2}\sqrt{3} - \tfrac{1}{4}\sqrt{7}\right) T & &= 0{,}16344\, T \\ T_3 &= \tfrac{1}{3}\left(\tfrac{1}{4}\sqrt{15} - \tfrac{1}{2}\sqrt{3}\right) T & &= 0{,}13627\, T \\ T_4 &= 4\left(1 - \tfrac{1}{4}\sqrt{15}\right) T & &= 0{,}12700\, T \end{aligned}$$

$$T_1 + T_2 + T_3 + T_4 = 0{,}80468\, T,$$

und für den Faktor 4 erscheint $4 \cdot 0{,}80468 = 3{,}21872$.

In Fig. 5 sind die errechneten Werte für halben und viertel Winkel durch Zeichnung gefunden. Die bei $t = 1$ aufgetragenen Richtpunkte sind für den ersten Fall durch kleine Kreise, für den zweiten durch kleine Kreuze angegeben. Außer den Linien sind noch zwei Punkte in die Zeichnung eingetragen. Sie führen auf einen sicher zu kleinen Wert; hier ist nämlich die Sehne durch zwei Tangenten ersetzt, gemäß Fig. 6, jedoch unter Voraussetzung sehr kleiner Schwingungsweite. Dann ist $G_1 = 2\, G$, $G_2 = 0$, $v_1^2 = v^2$, $v_2^2 = v^2$, $T_1 = \frac{1}{2} T$. Zur Berechnung von T_2 ist die Bahnlänge nötig; diese ist gleich der Länge der ersten Bahn $s = \frac{G}{4} T^2$, also

$$T_2 = \frac{s_2}{v_2} = \frac{G}{4v} T^2 = \frac{v}{4v} T = \tfrac{1}{4} T, \quad T_1 + T_2 = \tfrac{3}{4} T,$$

und für GALILEIS Faktor 4 tritt $4 \cdot \frac{3}{4} = 3$ als sicher zu kleiner Wert auf.

Das Verfahren ist etwas umständlich, weil es nur langsam auf die Zahl π führt; aber die von GALILEI gewiesene Anknüpfung an den Fall ist doch recht wertvoll. Auch erscheint es mir als ein Vorteil, daß der übliche Weg über die Zentrifugalkraft, deren Herleitung auf dieser Unterrichtsstufe kaum einwandfrei durchzuführen ist, vermieden wird. Über den Zweck der Herleitung einer Formel hinaus bietet das Auftreten zweier sehr kleinen Größen, deren eine unveränderlichen Verhältniswert hat, während die andere mit ursprünglich davon verschiedenem zusammenfließt, gute Gelegenheit, eine Unterscheidung recht sinnfällig darzustellen, die zu machen dem Anfänger immer schwer fällt.

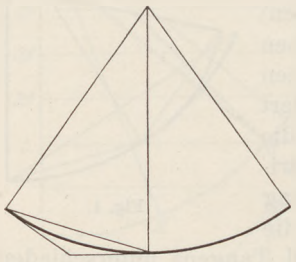


Fig. 6.

Das Okular bei der Mikroprojektion.

Von Dr. **Joh. Flügge** in Rathenow.

Bei der Mikroprojektion projiziert man entweder nur mit dem Mikroobjektiv, also ohne Okular, oder mit Objektiv und Okular, also einem vollständigen Mikroskop. Das letztere Verfahren ist das gegebene bei allen stärkeren Vergrößerungen. Bei schwachen Vergrößerungen genügt jedoch häufig, mit dem Objektiv allein zu projizieren; man hat aber dann den Nachteil, daß das Bildfeld auf der Projektionsfläche unscharf begrenzt wird, was nicht nur unschön aussieht, sondern auch die Brillanz des projizierten Bildes beeinträchtigt. Um diesen Schönheitsfehler zu vermeiden, benutzt man mit Vorliebe Okulare von sehr schwacher Eigenvergrößerung, z. B. HUYGENSsche Okulare von der Vergrößerung 2×.

Unter der Eigenvergrößerung eines Okulars pflegt man im allgemeinen das Verhältnis $250 : f$ zu verstehen. Diese Zahl gibt an, wie stark die Lupenvergrößerung des Okulars bei der Betrachtung des vom Objektiv entworfenen Zwischenbildes ist. Man verfällt nun leicht in den Irrtum, daß dieser Vergrößerungswert des Okulars auch Gültigkeit besitzt, wenn man die projizierten Bilder maßstäblich vergleicht, die einmal bei der Projektion mit Objektiv und mit Okular, zum andern mit Objektiv und ohne Okular entworfen werden. Dies stimmt aber ganz und gar nicht, sondern so betrachtet, besitzt das Okular in Wirklichkeit eine geringere Vergrößerungswirkung, als es durch seine Gravierung angibt. Im allgemeinen fällt dieser Umstand dem Beobachter gar nicht auf, weil unser Schätzvermögen schon bei 5 bis 6× vergrößerndem Okular und erst recht bei noch stärkeren Okularen versagt. Aber bei Verwendung ganz schwacher Okulare, deren Zweck wir ganz im Anfang erörterten, kann dieser Effekt auffällig werden, wenn man mit der Absicht projiziert, das Bild ohne Okular, also nur mit Objektiv, durch Einschalten eines geeigneten Okulars an der Wand auf das Doppelte zu vergrößern. Man mache einmal diesen Versuch und wird finden, daß die Zusatzvergrößerung, die ein als 2× bezeichnetes Okular ergibt, noch nicht 1,5× beträgt.

Zum Verständnis dieses scheinbaren Widerspruchs wollen wir die Abbildungsverhältnisse bei der Projektion ohne und mit Okular betrachten, wobei wir von vornherein annehmen dürfen, daß im Einklang mit der Praxis die Projektionsweite so groß ist, daß wir sie im Vergleich zu den Brennweiten der Systeme als unendlich groß bezeichnen dürfen.

1. Projektion ohne Okular. Ein Gegenstand von der Größe y wird von dem Mikroobjektiv, da der Gegenstand in dessen Brennpunkt stehen muß, unter dem Gesichtsfeldwinkel $\operatorname{tg} w = y : f_{\text{Obj.}}$ abgebildet, wobei $f_{\text{Obj.}}$ die Brennweite des Objektivs bedeutet

2. Projektion mit Okular. Der Gegenstand von derselben Größe y wird mit der Größe $\bar{y}$ im vorderen Brennpunkt des Okulars abgebildet und dann nochmals vergrößert auf der Projektionsfläche. Der schirmseitige Gesichtsfeldwinkel beträgt dann $\bar{y} : f_{\text{Ok.}}$, wobei $f_{\text{Ok.}}$ die Brennweite des Okulars bedeutet. $\bar{y}$ ist um sovielmal so groß als y, wie die Eigenvergrößerungszahl des Objektivs beträgt, die wir durch $V_{\text{Obj.}}$ bezeichnen. Es gilt also, als selbstverständliche Beziehung, $\bar{y} = y \cdot V_{\text{Obj.}}$. Der Gesichtsfeldwinkel auf der Schirmseite hinter dem Okular beträgt daher $\operatorname{tg} w' = \frac{y \cdot V_{\text{Obj.}}}{f_{\text{Ok.}}}$.

Die Vergrößerungswirkung des Okulars bei der Projektion mit Okular im Vergleich zu derjenigen ohne Okular erhält man, wenn man das Verhältnis der entsprechenden Gesichtsfeldwinkel bildet, also: $\frac{\operatorname{tg} w'}{\operatorname{tg} w} = \frac{V_{\text{Obj.}} \cdot f_{\text{Obj.}}}{f_{\text{Ok.}}}$. Die Brennweiten drücken wir noch durch die Eigenvergrößerungen von Objektiv und Okular aus, nämlich $f_{\text{Obj.}} = -\frac{\Delta}{V_{\text{Obj.}}}$, wo Δ die optische Tubuslänge des Mikroskops ist, und $f_{\text{Ok.}} = \frac{250}{V_{\text{Ok.}}}$. Es ergibt sich dann $\frac{\operatorname{tg} w'}{\operatorname{tg} w} = -V_{\text{Ok.}} \frac{\Delta}{250}$.

Wenn ich eine optische Tubuslänge von 167 mm habe, so ist $\frac{\Delta}{250} = {}^2/_3$, und infolgedessen bringt mir für diesen Fall die abgeleitete Formel zum Ausdruck, daß die Zusatzvergrößerung durch das Okular bei der Mikroprojektion nur ${}^2/_3$ der Eigenvergrößerungszahl des Okulars beträgt. Arbeite ich also mit einem Projektionsokular 3×, so vergrößert mir das Okular das Projektionsbild nur 2× gegenüber der Projektion ohne Okular.

Dieser Unterschied würde nicht bestehen, wenn die optische Tubuslänge genau 250 mm betragen würde; in Wahrheit aber liegt der Wert der optischen Tubuslänge stets in der Nähe von 170 mm, so daß die Vergrößerungswirkung des Okulars bei der Projektion stets geringer ist, als die Eigenvergrößerung angibt, und zwar um etwa ein Drittel.

Eine einfache Methode zur Demonstration der Wirkungsweise der Wolframbogenlampe.

Von Dr. **Ludwig Bergmann** in Breslau.

Bei den in den letzten Jahren in die Beleuchtungstechnik eingeführten Wolframbogenlampen (Punktlichtlampen) brennt in einer verdünnten Stickstoffatmosphäre ein Lichtbogen zwischen zwei Elektroden aus Wolfram bzw. aus Wolfram und einer zweiten Elektrode, die aus Wolfram und Thoriumoxyd oder anderen Oxyden besteht, die leicht Elektronen emittieren und dadurch die Lichtbogenbildung erleichtern. Durch die Temperatur des Lichtbogens und insbesondere durch den Aufprall der Elektronen auf die Anode kommt diese in helle Weißglut und dient als eigentliche Lichtquelle. Man gibt der Anode die Gestalt einer kleinen Voll- oder Halbkugel und erzielt dadurch eine fast punktförmige Lichtquelle, die für viele optische Zwecke sehr wertvoll ist. Derartige Lampen, die in Deutschland von der Osram-Gesellschaft hergestellt werden, können sowohl mit Gleich- als auch mit Wechselstrom betrieben werden. Im letzteren Falle müssen beide Elektroden aus Wolfram bestehen, da sie abwechselnd zur Anode werden. Die Bogenspannung beträgt etwa 50 bis 60 Volt. Zum Betrieb derartiger Lampen ist ein Vorschaltwiderstand wie bei der gewöhnlichen Kohlenbogenlampe erforderlich. Zur Inbetriebnahme müssen die Lampen gezündet werden. Dies geschieht neuerdings automatisch in der Weise, daß der Halter der einen Elektrode aus einem Bimetallstreifen besteht, der durch den hindurchfließenden Strom erwärmt wird und sich somit

etwas krümmt. Hierdurch werden die im kalten Zustand sich berührenden Elektroden getrennt und der Lichtbogen gezündet. Bei den allerersten Wolframbogenlampen, die von der Ediswan Co. in England hergestellt wurden, geschah die Zündung des Lichtbogens durch einen Induktionsstoß.

Speziell diesen Vorgang kann man in verhältnismäßig recht einfacher Weise mit einer gewöhnlichen, durchgebrannten, gasgefüllten Glühlampe zeigen. Geeignet ist eine möglichst hochkerzige Glühlampe (75 bis 100 Watt), bei der der Glühfaden die Form einer Wendel aus dünnem Wolframdraht hat und wo der Draht nur an einer Stelle durchgebrannt ist. Die Entfernung der Drahtenden an der durchgebrannten Stelle darf einige Millimeter betragen. Zwischen diesen Drahtenden läßt sich in der Lampe durch den Hochspannungsstrom eines Induktors ein Lichtbogen zünden, der die beiden Drahtenden zur Weißglut bringt. Schaltet man dann plötzlich die Hochspannung ab und die für die Glühlampe normale Betriebsspannung ein, so bleibt der Lichtbogen bestehen und die Lampe brennt als Wolfram-Bogenlampe.

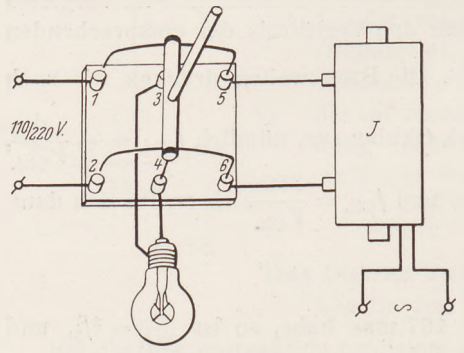
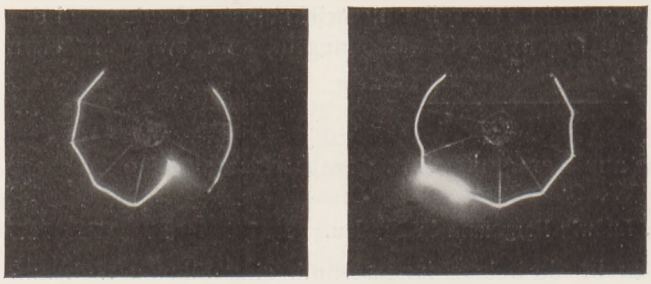


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt eine für diesen Zweck geeignete Schaltung. An die mittleren Klemmen 3 und 4 einer Quecksilber-Wippe wird die durchgebrannte Glühlampe angeschlossen. An den Klemmen 1 und 2 liegt die Netzspannung von 110 bzw. 220 Volt Gleich- oder Wechselstrom. An die Klemmen 5 und 6 ist die Sekundärwicklung eines nicht zu kleinen Induktors oder Transformators angeschlossen, der zur Erzielung eines Lichtbogens von etwa 10 mm Länge primär mit Wechselstrom oder auch mit Gleichstrom unter Benutzung eines geeigneten Unterbrechers betrieben wird. Schaltet man die Wippe, die zur gefahrlosen Bedienung mit der Hand einen Glasgriff trägt, auf die Klemmen 5 und 6, so setzt in der Lampe ein Lichtbogen ein. Wenn die Drahtenden zur hellen Weißglut gekommen sind, legt man rasch die Wippe auf die Pole 1 und 2 um. In den meisten Fällen wird die Lampe sofort wieder zünden und mit ihrer normalen Betriebsspannung als Bogenlampe brennen. Der zu diesem Zweck notwendige Vorschaltwiderstand wird durch den Fadenwiderstand der Lampe gebildet. Der Faden in der Lampe leuchtet dabei hell auf. Die Lampe kann in dieser Weise mehrere Minuten in Betrieb gehalten werden. Allmählich verschmelzen die freien Drahtenden, an denen der Lichtbogen ansetzt, zu kleinen Kugeln. Dadurch wird der Elektrodenabstand vergrößert und die Lampe erlischt. Im allgemeinen gelingt es aber, eine solche Lampe mehrmals zu zünden. Fig. 2 zeigt photographische Aufnahmen einer in der beschriebenen Weise in Betrieb gesetzten Glühlampe. Die Aufnahme *a* zeigt den Betrieb mit Gleichstrom; man erkennt deutlich das hellere Glühen der Anode. Die Aufnahme *b* wurde bei einer mit Wechselstrom betriebenen Lampe gemacht. Projiziert man mittels einer Linse den Glühfaden der Lampe auf einen Schirm, so läßt sich der Versuch auch einem größeren Auditorium vorführen.


a b
Fig. 2.

Physikalisches Institut der Universität Breslau.

Für die Praxis.

Kaliumpersulfat für die Kohlenstoffbestimmung von Zucker. Von **Friedrich Hofmann** in Altenburg (Thür.).

Vor kurzem hat P. RISCHBIETH in dieser Zeitschrift[1] hingewiesen auf die Kohlenstoffbestimmung nach A. FRANZ und H. LUTZE, deren Methode für den Arbeitsunterricht Möglichkeiten eröffnet. Weder FRANZ und LUTZE noch RISCHBIETH geben ausgewählte Beleganalysen für die Kohlenstoffbestimmung von Zucker. Schulversuche mit Zucker führten zu zweifelhaften Ergebnissen und schienen keine Möglichkeit zu geben, hierfür die nasse Methode mit Kaliumpersulfat einigermaßen erfolgreich anzuwenden.

Beim Studium der Literatur wurde der Verf. aufmerksam auf eine Veröffentlichung von W. BIEHLER[2], die Wege wies, um zum Ziele zu kommen. BIEHLER zeigt, daß bei der Kohlenstoffbestimmung von Zucker auf nassem Wege mit Kaliumpersulfat der Zusatz eines geeigneten Katalysators unbedingt erforderlich ist. Denn es entgehen bei Zuckeranalysen ohne Katalysator 1 bzw. 2 Kohlenstoffatome (durch Kohlenoxydbildung) der Bestimmung. Als besten Katalysator aus einer großen Reihe untersuchter, mehr oder weniger wirksamer Stoffe empfiehlt BIEHLER für Kohlehydrate Quecksilber-2-nitrat in der Menge „ein Kriställchen".

Die folgenden ausgewählten Zuckeranalysen wurden nach den Angaben von RISCHBIETH und BIEHLER ausgeführt. Sie zeigen den Wert des angewandten Katalysators, aber auch Streuung und Ungenauigkeit, mit denen im Schulunterricht zu rechnen ist.

Nr.	Stoff	Menge in g	Zugesetzt wurden			CO_2-Menge		Kohlenstoffatome im Molekül gefunden
			H_2O g	$K_2S_2O_8$ g	Katalysator $Hg(NO_3)_2$ mg	Berechnet g	Gefunden g	
1	Traubenzucker, trocken .	0,113	30	5	etwa 50	0,166	0,163	5,9
2	Traubenzucker, trocken .	0,111	50	5	etwa 100	0,163	0,153	5,7
3	Traubenzucker, trocken .	0,111	50	5	kein	0,163	0,144	5,3
4	Rübenzucker, gewöhnlich .	0,163	30	5	etwa 100	0,252	0,245	11,7
5	Rübenzucker, gewöhnlich .	0,113	35	5	etwa 100	0,174	0,175	12,05

[1] 43, S. 132ff. (1930).

[2] KNOLLS Mitteilungen für Ärzte (Veröffentl. d. Knoll A. G. in Mannheim) 1929, S. 126ff. (Im Chemischen Zentralblatt **101**, S. 3611, Bd. II [1930] kurz besprochen.)

Berichte.

3. Geschichte und Erkenntnislehre.

Die experimentellen Ergebnisse beim Michelson-Versuch I[1]. Von OSKAR MATHIAS in Graz.

Nachdem im ersten Bericht [diese Zeitschr. **44**, 168 (1931)] die Geschichte des Michelson-Versuches geschildert worden ist, in den beiden folgenden [**44**, 223 und 270 (1931)] seine Stellung in der Relativitätstheorie klargestellt wurde, sollen nun die praktischen Ausführungen des Experimentes und ihre Ergebnisse auseinandergesetzt werden. Wir beginnen mit einer Schilderung des Instrumentes, das von MICHELSON für den Zweck, die Äthertrift nachzuweisen, erdacht worden ist und dessen Prinzip, trotz mannigfacher Abänderungen und Verfeinerungen, auch allen neueren Wiederholungen des Versuches zugrunde liegt.

1. Das Interferometer.

Das Schema des Interferometers ist schon im ersten Bericht (S. 173) skizziert worden. Die tatsächliche Anordnung, wie sie von MICHELSON und den meisten anderen Forschern benutzt worden ist, weicht nur in zwei Punkten von diesem Schema ab.

Man erkennt aus der auf S. 173 wiedergegebenen Figur des zitierten Berichtes leicht, daß der an der durchsichtig versilberten Teilungsplatte *G* reflektierte Strahl auf seinem Wege

[1] Nach Vorträgen, die der Verfasser im Sommersemester 1930 in den „Physikalischen Besprechungen" der Grazer Universität gehalten hat.

zum Fernrohr F die Glasplatte G nur einmal durchsetzt, während der von G durchgelassene und von S_2 reflektierte Strahl G dreimal durchwandern muß, weil die Reflexion von S_2 nach F ebenfalls an der versilberten (in der Figur durch einen dickeren Strich angedeuteten) Seite von G

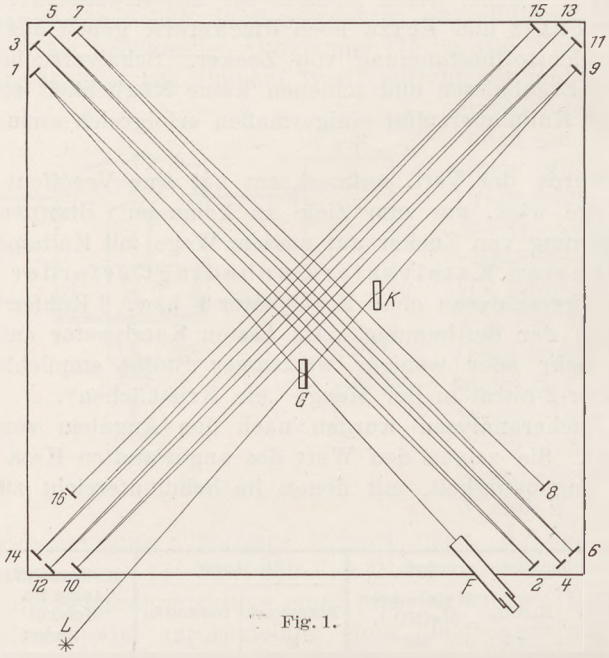


Fig. 1.

erfolgt. Um den dadurch hervorgerufenen Gangunterschied der Strahlen auszugleichen, wird zwischen G und S_1 eine Kompensationsplatte parallel zu G in den Strahlengang eingeschaltet, die nicht versilbert ist, sonst aber der Platte G völlig gleicht.

Eine zweite Abweichung von der schematischen Anordnung hat den Zweck, die optische Länge der Apparatarme zu vergrößern. Wie früher (l. c. S. 174) gezeigt worden ist, beträgt die Phasendifferenz der beiden Lichtstrahlen gegenüber ihrer Lage bei ruhendem Äther: $\Delta\varphi = \frac{l}{\lambda}\cdot\frac{v^2}{c^2}$. Dabei bedeutet l die Länge der Apparatarme, die ja gleich lang sind, λ die Wellenlänge des verwendeten Lichtes, c die Lichtgeschwindigkeit und v die Geschwindigkeit des Ätherwindes in der Richtung des einen Apparatarmes. Bei einer Drehung des ganzen Interferometers um 90° vertauschen die beiden Apparatarme ihre Rolle, und es muß daher in dieser Lage die gleiche Phasenverschiebung der Strahlen, aber in entgegengesetzter Richtung, stattfinden. Es beträgt also die gesamte Phasendifferenz bei einer Drehung um 90°:

$$\Delta\varphi = 2\,\frac{l}{\lambda}\cdot\frac{v^2}{c^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Dieser Gangdifferenz entspricht eine Verschiebung der Interferenzstreifen um den gleichen Betrag, wenn diese Verschiebung in Streifenbreiten gemessen wird. Wir sehen aus der letzten Formel, daß die zu erwartende Verschiebung der Länge l proportional ist. Nun sind Apparatarme von großer Länge aus technischen und Stabilitätsgründen nicht verwendbar. Um den Effekt aber doch möglichst groß zu machen, wird der Kunstgriff verwendet, die Strahlen auf dem gleichen Apparatarm mehrmals hin und her zu spiegeln, wie es in der Fig. 1 angedeutet ist, die die Anordnung der Spiegel beim Versuch von MICHELSON und MORLEY aus dem Jahre 1887 wiedergibt. G ist die Trennungsplatte, K die Kompensationsplatte, 1 bis 16 Spiegel. Die optische Länge l eines Apparatarmes ist hier durch den Zickzackweg G—1—2—3—4—5—6—7—8 gegeben. Es ist leicht einzusehen, daß auch hier die obige Formel für die Phasendifferenz gilt, wenn l in der angegebenen Weise gemessen wird. Das Fernrohr wird wieder auf die beiden Endspiegel 8 und 16 eingestellt, die so justiert sind, daß sich das Spiegelbild von 16 mit jenem von 8 nahezu deckt. Haben diese beiden Spiegelebenen eine geringe Neigung gegeneinander, dann beobachtet man im Fernrohr die Interferenzfransen gleicher Dicke, ganz analog wie beim NEWTONschen Farbenglas bei Betrachtung der Trennungsschicht mit bloßem Auge.

Den Gang des Effektes bei einer vollen Umdrehung des Apparates kann man sich leicht an Hand der Fig. 2 überlegen. In der Lage a sind die beiden Interferometerarme S_1 und S_2, die wir als genau gleich lang annehmen wollen[1], symmetrisch zu der Richtung des Ätherwindes v und daher ist die Zeit T_1, die das Licht für den

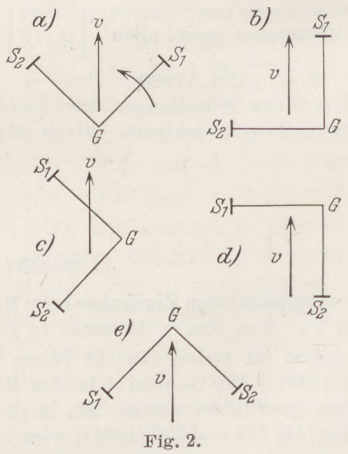


Fig. 2.

Hin- und Rückweg auf dem ersten Arme braucht, gleich der entsprechenden Zeit T_2 für den zweiten Arm. Nach einer Drehung um 45° fällt S_1 in die Richtung von v, S_2 liegt senkrecht dazu (Fig. 2b)

[1] Diese Längen werden durch den Transport eines starren Stabes gemessen. (Siehe die beiden Berichte „Michelson-Versuch und Relativitätstheorie", diese Zeitschr. 44, 223 u. 270.)

und es wird, wie im ersten Bericht S. 174 abgeleitet wurde, die Zeit T_1 größer als T_2 sein, und zwar um den Betrag $\frac{l}{c} \cdot \frac{v^2}{c^2}$. Daher tritt wegen der Verspätung des Wellenzuges von S_1 eine Verschiebung der Interferenzfransen ein. Die Richtung dieser Verschiebung, die einem Zurückweichen des Spiegels S_1 bei ruhendem Äther gleichkommt, hängt vom Vorzeichen der Neigung des Spiegelbildes S'_2 gegen S_1 ab (Figur S. 173). Bei weiterer Drehung um 45° in die Lage c) werden die Wege wieder, aber in anderer Weise, symmetrisch. Die Zeit für den Weg GS_1 ist aus Symmetriegründen jener für den Weg S_2G gleich, und ebenso die für S_1G jener für GS_2. Da es nur auf die Summe der Zeiten für den Hin- und Rückweg ankommt, so wird hier wieder $T_1 = T_2$ und die Fransen werden sich in der Ausgangslage befinden. Bei d) liegt S_2 in der Strömungsrichtung v, S_1 transversal dazu. Es haben also die Apparatarme gegenüber ihrer Lage in b) die Rollen vertauscht und die Streifenverschiebung muß gleich groß, aber entgegengesetzt gerichtet sein. In e) endlich liegen wieder beide Arme symmetrisch zu v und es ist damit die Nullage wieder erreicht. Wir sehen also, daß die Drehung zwischen den Lagen a) und e), also eine Drehung um 180°, einer vollen Periode der Fransenverschiebung entspricht. Bei Weiterdrehung würde wieder S_1 in die Richtung v zu liegen kommen und in dieser Lage würde derselbe Effekt wie in b) stattfinden usw.

Die mechanische Montierung des Interferometers muß vor allem zwei Bedingungen erfüllen. Erstens muß die Grundplatte, auf die die Spiegel montiert sind, möglichst starr und von äußeren Einflüssen isoliert sein. Zweitens muß das Interferometer erschütterungsfrei und mit äußerst geringer Reibung um eine vertikale Achse drehbar sein. Bei den Versuchen von MICHELSON und MORLEY ist als Grundplatte eine 32 cm dicke Sandsteinplatte verwendet worden, die auf einem hölzernen, ringförmigen Träger ruht, der in einer passenden Pfanne auf Quecksilber schwimmt. Abweichungen von dieser Montierung bei neueren Versuchen sollen bei deren Besprechung erwähnt werden.

2. Ätherwind und Erdbewegung.

Bei der eben geschilderten Montierung des Interferometers liegt der Lichtweg ganz in einer horizontalen Ebene und es kommt daher nur die horizontale Komponente des Ätherwindes für einen evtl. Effekt in Betracht. Wir wollen nun die Frage untersuchen, wie sich diese Horizontalkomponente im Laufe eines Tages ändert, wie im Laufe eines Jahres. Welchen Effekt müßte man bei unseren Versuchen bei Annahme eines „absolut ruhenden" Äthers erwarten?[1]

Durch gewisse optische Erfahrungen (z. B. beim Experiment von MICHELSON und GALE) ist man berechtigt anzunehmen, daß der Äther, wenn er überhaupt existiert, in einem Inertialsystem ruht. Man hat früher immer stillschweigend angenommen, daß dieses Inertialsystem mit jenem zusammenfällt, das durch das Annullieren der Geschwindigkeitsmittelwerte der uns umgebenden helleren Sterne bestimmt ist. Wir wollen hier aber allgemeiner verschieden definierte Systeme betrachten und auf diese Weise die Diskussion von speziellen Voraussetzungen unabhängig machen. Gegen irgendein solches System führt ein Punkt der Erde eine aus drei Komponenten zusammengesetzte Bewegung aus: die Rotationsbewegung, die Keplerbewegung um die Sonne und die gemeinsame Bewegung des ganzen Sonnensystems. Diese Komponenten sollen nun einzeln besprochen werden.

a) Rotationsbewegung. Infolge der Rotation der Erde hat ein Punkt des Äquators relativ zum Erdmittelpunkt eine Geschwindigkeit $v_R = 470$ m/sec. In der geographischen Breite des Mount-Wilson-Observatoriums, wo die meisten Versuchsreihen MILLERs angestellt wurden, beträgt v_R ungefähr 380 m/sec. Der Rotationsapex, also der Zielpunkt dieses Geschwindigkeitsvektors, liegt immer im Richtungsäquator und hat die Koordinaten $\alpha = \vartheta + 6^h$, $\delta = 0$, wobei α die Rektaszension, δ die Deklination und ϑ die Sternzeit im Augenblick der Beobachtung bedeuten. Im Laufe eines Sterntages vollführt der Rotationsapex einen vollen Umlauf um den Äquator.

b) Keplerbewegung. Die mittlere Bahngeschwindigkeit der Erde in ihrer elliptischen Bewegung um die Sonne, beträgt etwa 30 km/sec. Da diese Geschwindigkeit, die wir mit v_K (Keplerbewegung) bezeichnen wollen, nur in engen Grenzen schwankt (zwischen $29^1/_4$ und $30^1/_4$ km/sec), so können wir sie in für unseren Zweck bei weitem ausreichender Näherung konstant setzen, d. h. also die Exzentrizität der Erdbahn vernachlässigen. Der Apex dieser Geschwindigkeit liegt in der Ekliptik, die er in einem Jahre durchläuft. Seine Richtungskoordinaten sind, wieder unter Vernachlässigung der Exzentrizität: $\beta = 0$, $\lambda = \lambda_\odot - 90°$, wobei β und λ die Breite und Länge in Ekliptikalkoordinaten, $\lambda_\odot$ die Länge der Sonne bedeutet. Innerhalb eines Tages verändert sich demnach der Ort dieses Apex um weniger als um einen Grad.

Wir sehen aus dem Vergleich der angegebenen Zahlen, daß für den Mount Wilson das Verhältnis $\frac{v_R}{v_K}$ ungefähr $^1/_{81}$ ist. Daher wird die Richtung und der Betrag der Resultierenden dieser Geschwindigkeiten nur sehr wenig durch v_R beein-

[1] „Absolut ruhend" soll heißen, daß der Ätherwind ungestört durch den ganzen Erdkörper hindurchbläst. (Nimmt man im Gegensatz hierzu an, daß der Äther der Erde ausweicht und sie umströmt, dann muß senkrecht zur Erdoberfläche ein Geschwindigkeitsgefälle des Ätherwindes bestehen. Das widerspricht aber dem Ergebnis eines Versuches von MICHELSON, der jenem von MICHELSON u. GALE im Prinzip völlig gleicht, nur daß hier der Rahmen, um den die beiden Lichtbündel geschickt werden, vertikal steht).

flußt. Man kann sich das anschaulich leicht klar machen. Denkt man sich v_K durch einen Pfeil von 81 cm Länge verbildlicht und setzt an dessen Ende einen kleinen 1 cm langen Pfeil an, der v_E darstellt, dann sieht man unmittelbar, daß, welche Richtung auch der kleine Pfeil haben mag, die Resultierende beider Vektoren in Größe und Richtung nur sehr wenig von v_K abweicht. Eine einfache Rechnung zeigt, daß die Abweichung in der Richtung im Maximum bloß 44′ ausmacht. Solche Beträge liegen aber weit unter der Genauigkeitsgrenze der experimentellen Resultate beim MICHELSON-Versuch und wir sind daher berechtigt, v_E gegen v_K zu vernachlässigen.

c) Die Bewegung des Sonnensystems. Wie schon erwähnt wurde, hängt die Größe und Richtung der Sonnenbewegung im Fixsternraum davon ab, wie man das Bezugssystem durch

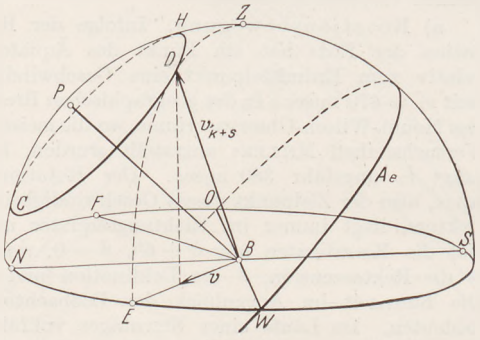


Fig. 3.

bestimmte Bedingungen definiert. Bestimmt man ein solches System durch die Forderung, daß die Eigenbewegungen oder die Radialgeschwindigkeiten der größeren Sterne unserer Umgebung sich im Mittel annullieren sollen, dann ergeben stellarstatistische Untersuchungen für die Geschwindigkeit der Sonne den Wert $v_S = 19$ km/sec, für den Apex dieser Bewegung die Koordinaten $\alpha = 270^0$ und $\delta = +30^0$. Dabei hängen diese Resultate auch noch in gewissen Grenzen vom Spektraltypus der verwendeten Sterngruppen ab. Ganz andere Werte ergeben sich aber, wenn man in ähnlicher Weise das Bezugssystem durch die Bewegungen der kugelförmigen Sternhaufen festlegt. In diesem Falle ergeben sich ungefähr folgende Zahlen: $v_S = 300$ km/sec, $\alpha = 320^0$, $\delta = +65^0$. Ähnlich große Geschwindigkeiten ($v_S > 300$ km/sec) und auch eine benachbarte Richtung ergeben sich für ein durch die Radialgeschwindigkeiten der helleren Spiralnebel bestimmtes Bezugssystem. Auf jeden Fall aber dürfen wir aus allgemein mechanischen Überlegungen heraus die Geschwindigkeit des Sonnensystems gegen ein Inertialsystem als konstant und höchstens säkularen Schwankungen unterworfen annehmen.

Um nun die Geschwindigkeit des Beobachtungsortes zu einer bestimmten Zeit zu finden, haben wir, da die Rotationsgeschwindigkeit vernachlässigt werden kann, die unter b) und c) genannten Geschwindigkeiten zu einer Resultierenden zusammenzusetzen, also zwei, wenigstens für einige Tage als konstant anzusehende, Vektoren zu addieren. Als Resultat erhalten wir ein bestimmtes v_{K+S} und bestimmte Richtungskoordinaten des zugehörigen Apex. Diese Größen können, da wir uns auf keinen speziellen der unter c) angeführten Fälle beschränken wollen, irgendwelche Beträge haben. Wichtig für uns ist hier nur, daß für einige Tage v_{K+S} der Größe und Richtung im Raume nach nahezu konstant ist. Wir können uns daher die resultierende Geschwindigkeitsrichtung durch einen bestimmten Stern markiert denken, von dessen Stellung am Himmel die Horizontalkomponente des Ätherwindes abhängen wird. Infolge der täglichen Bewegung der Erde wird dieser „Apexstern" sich in der geläufigen Weise bewegen, also im Osten auf-, im Westen untergehen, oder, falls er zirkumpolar ist, dauernd über dem Horizont Kreise um den Pol beschreiben. Mit Hilfe der Fig. 3 läßt sich leicht der tägliche Gang der Horizontalkomponente des Ätherwindes diskutieren.

SWNO sei der Horizont des Beobachtungsortes *B*, *P* der Pol, *Z* das Zenit, *Ae* der Äquator. Der Radius der Richtungskugel sei v_{K+S}. Liegt der Apex dieses Vektors im Pol *P*, dann ändert sich die Horizontalkomponente v der Geschwindigkeit des Beobachtungortes im Äthersystem, also die Projektion von v_{K+S} in die Ebene *SWNO*, im Laufe eines Tages überhaupt nicht und ihre Richtung fällt mit der Richtung zum Nordpunkt zusammen. Nach unseren Annahmen ist die Geschwindigkeit des Ätherwindes jener des Beobachtungsortes dem Betrage nach gleich, aber von entgegengesetzter Richtung. Da das Experiment aber nur die Richtung ohne Vorzeichen zu bestimmen gestattet (siehe Abschn. 1), so diskutieren wir hier gleich v, also die negative Horizontalkomponente des Ätherwindes.

Ist die Deklination des Apex so groß, daß er nördlich vom Zenit kulminiert, dann hat, wie man aus der Figur unmittelbar sieht, v im Augenblick der oberen sowie der unteren Kulmination (*H* und *C* der Fig. 3) die Richtung zum Nordpunkt *N*, während für die Zwischenzeiten das Azimut zwischen zwei extremen Werten im Winkelraum *EBF* veränderlich ist. Die Extremwerte entsprechen den Zeiten der größten westlichen (*D* in Fig. 3) bzw. östlichen Digression. Den maximalen Betrag erreicht v, wenn die Apexbahn den Horizont nicht schneidet, in der unteren Kulmination, sonst in den Schnittpunkten der Apexbahn mit dem Horizont, also beim Auf- oder Untergang des Apex, zu deren Zeiten $v = v_{K+S}$ ist.

Ist die Deklination kleiner als die Polhöhe, so daß die obere Kulmination südlich vom Zenit stattfindet, dann durchläuft das Azimut von v im Laufe eines Sterntages alle Werte von 0^0 bis 360^0. v hat auch hier, wenn Auf- und Untergang stattfindet, zwei Maxima, anderenfalls, wenn der untere Kulminationspunkt noch über dem Horizont liegt, ein Maximum in diesem Punkt. Ist die Deklination negativ, liegt also der Geschwindigkeitsapex südlich vom Äquator, dann lassen sich unsere Überlegungen ganz analog nur mit Vertauschung von *N* und *S*, Zenit und Nadir,

wiederholen. Liegt der Apex schließlich im Südpol, dann ist v konstant und ständig nach dem Südpunkt gerichtet.

3. Die älteren Versuche (bis 1906).

Die erste Ausführung des Versuches vollendete MICHELSON selbst im Jahre 1881 im astrophysikalischen Observatorium in Potsdam. Seine früheren Versuche in Berlin waren ergebnislos verlaufen, weil die Erschütterungen durch den Stadtverkehr zu groß waren, um überhaupt ruhige Interferenzfransen zu erzielen. In unserer Tabelle S. 39 sind diese Versuche unter Nr. 1 angegeben. In der letzten Spalte ist die optische Länge der Apparatarme angegeben, die wir im Abschnitt 1 definiert und mit l bezeichnet haben. Die erwartete Streifenverschiebung konnte nicht beobachtet werden, obwohl die Apparatur, trotz der nicht sehr großen Genauigkeit ($l = 1$ m), ausgereicht hätte, einen Ätherwind von der Geschwindigkeit der Erdbahnbewegung nachzuweisen. In Amerika wiederholte MICHELSON zusammen mit E. W. MORLEY das Experiment mit einem Apparat, von dem Fig. 1 eine Skizze gibt. Durch die wiederholten Reflexionen der beiden Strahlen ist die optische Armlänge auf 11 m vergrößert. Bei diesen Dimensionen müßte ein Ätherwind von der Geschwindigkeit 30 km/sec eine maximale Verschiebung von fast einer halben Streifenbreite verursachen, wie man aus der Formel (1) leicht errechnet. Verwendet wurde dabei weißes Licht, dessen wirksamste Wellenlänge man zu etwa 550 $\mu\mu$ ansetzen kann. Es zeigte sich, daß die Verschiebung sicher kleiner als $^1/_{20}$ des angegebenen Betrages war. Daß dieses Resultat wegen seines direkten Widerspruches zum Ergebnis des FIZEAUschen Röhrenversuches der älteren Äthertheorie die größten Schwierigkeiten bereitete, ist schon im ersten Bericht ausführlich erörtert worden. Im Jahre 1895 hat dann LORENTZ zur Erklärung dieser experimentellen Ergebnisse seine berühmte Kontraktionshypothese vorgeschlagen.

Auf dem internationalen physikalischen Kongreß in Paris im Jahre 1900 gab Lord KELVIN die Anregung zu neuen Ausführungen des Experimentes. MORLEY und D. C. MILLER, die damals auch anwesend waren, erbauten in den folgenden Jahren ein Interferometer von 32 m optischer Armlänge. Die Grundplatte dieses Apparats bestand aus einem Kreuz aus Fichtenholz mit einem Durchmesser von 4,2 m. Dieses Material war gewählt worden, um zu untersuchen, ob die Lorentz-Kontraktion vielleicht bei verschiedenen Materialien verschieden ausfalle, bei weichem Holz etwa stärker, bei Stahl geringer als bei Sandstein. Bei den Versuchen (Nr. 3 der Tabelle) zeigte es sich aber, daß die Veränderungen des hölzernen Rahmens infolge von Temperatur- und Feuchtigkeitschwankungen zu groß waren, als daß brauchbare Resultate hätten erzielt werden können. Deshalb wurde ein neuer Rahmen erbaut, der aus einer Stahlkonstruktion von ähnlicher Form und Größe wie das Holzkreuz bestand. In diesen Rahmen konnten auch Zwischenstücke aus Holz so eingespannt werden, daß die Spiegeldistanzen von den Dimensionen dieser Holzteile abhängig waren. Die Versuche wurden in einem Kellergeschoß in Cleveland ausgeführt (1904). Die Auswertung der Resultate erfolgte unter Voraussetzung einer bestimmten Hypothese über die Geschwindigkeit des Sonnensystems, also über das Inertialsystem des Äthers, und zwar wurde die Geschwindigkeit $v_S =$ 19 km/sec und der zugehörige Apex den Rechnungen zugrunde gelegt. Die Beobachtungen wurden für die Zeiten des Auf- und Unterganges des Apex der resultierenden Geschwindigkeit v_{K+S} ausgeführt, und die Größe der beobachteten Streifenverschiebung für einander entsprechende Richtungen gemittelt. Diese Verschiebungen waren für Auf- und Untergang ungleich Null, aber von entgegengesetztem Vorzeichen, so daß die Mittelbildung den Endeffekt Null ergab. Mit Recht kritisiert MILLER in seinen späteren Ausführungen dieses Verfahren, das von speziellen Vorstellungen über das Bezugssystem des Äthers ausgeht. Aber erst im Jahre 1925 wurde die Fragestellung geändert und versucht, aus den Ergebnissen der Interferometerbeobachtungen auf die Lage des Apex und die Geschwindigkeit der Ätherdrift zu schließen.

Um dem Einwand zu begegnen, daß die erhaltenen Resultate nur gegen eine Ätherdrift in einem speziellen Kellerraum sprechen, wiederholten MORLEY und MILLER ihre Versuche auf einem ganz frei gelegenen Platz auf den Euclid Heights in einem leicht gebauten Häuschen in einer Höhe von 260 m ü. M. Es ergab sich ein bestimmter positiver Effekt, der aber eine Streifenverschiebung von nur $^1/_{100}$ der erwarteten zeigte, was, wegen der quadratischen Abhängigkeit in Formel (1), einem Ätherwind von $^1/_{10}$ der erwarteten Geschwindigkeit entspricht. Damit wurden die Versuche für lange Zeit unterbrochen. Aus den Ergebnissen der Beobachtungsreihen aber schlossen die Autoren, daß ein Ätherwind von einer Geschwindigkeit größer als 3,5 km/sec am Ort des Apparates entweder überhaupt nicht existiert, oder daß seine Wirkung durch eine innerhalb der angegebenen Genauigkeitsgrenze vom Material unabhängige Lorentz-Kontraktion kompensiert wird.

4. Die neuen Arbeiten MILLERS.

Die Überprüfung der Relativitätstheorie durch die Ablenkung des Sternenlichtes durch die Sonne im Jahre 1919 gab MILLER den Anlaß, die Ätherdriftversuche, deren Deutung durch die Relativitätstheorie ihm nicht annehmbar schien, wieder aufzunehmen. Die Versuche (Nr. 6 bis 11 der Tabelle) wurden am Mount Wilson in 1742 m Seehöhe mit dem bei den früheren Experimenten benutzten Interferometer im März 1921 begonnen. Am Apparat waren nur kleine Verbesserungen und Änderungen vorgenommen worden. Es ergab sich ein Effekt, der einer Ätherdrift von 10 km/sec entspricht. Um dieses überraschende Ergebnis zu erklären, suchte MILLER nach systematischen Fehlerquellen. Das In-

strument wurde ganz in eine dicke Korkschicht gepackt, um Störungen durch Strahlungswärme zu verhindern; es ergab sich der gleiche Effekt. Sodann wurde an Stelle des Stahlgerippes ein durch Messing verstärkter Betonsockel als Grundplatte für die Spiegel verwendet, um so Störungen durch Magnetostriktion im Erdfeld auszuschließen. Es zeigte sich wieder Übereinstimmung mit den früheren Resultaten. Auch ein Einfluß der Neigung der Interferometerebene und des Richtungssinnes der Rotation des Apparates wurden untersucht und diese Suche nach systematischen Fehlern wurde in den Jahren 1922 und 1923 in Cleveland fortgesetzt, ohne daß eine Erklärung des Effektes durch Fehler dieser Art möglich war.

Im Juli 1924 wurden die Versuche wieder auf dem Mount Wilson fortgesetzt, diesmal an einer neuen Stelle und mit geänderter Orientierung des Interferometerhauses. Es zeigte sich wieder eine periodische Verlagerung der Fransen wie bei allen früheren Versuchen. Eine vollständige Durchrechnung zeigte, daß eine Erklärung durch terrestrische Ursachen unmöglich schien. Verschiedene Äthertheorien wurden mit den Beobachtungen verglichen, ohne daß sich eine befriedigende Lösung ergeben hätte. Eine neue Durchrechnung unter Zugrundelegung der früheren Hypothesen über das Bezugssystem des Äthers ergab, daß der Effekt am 1. April ein Maximum haben müßte, und daß der Geschwindigkeitsvektor v im Laufe eines Tages um den ganzen Horizont rotieren müsse, da der Apex der resultierenden Geschwindigkeit südlich vom Zenit kulminiert und positive Deklination hat. (Siehe die Ausführungen am Ende von Absatz 2.) Die Beobachtungen im März und April 1925 ergaben jedoch, daß die Richtung von v nur in einem Winkelraum von etwa 60° um eine mittlere nordwestliche Richtung schwankte, während die Größe der Streifenverschiebung der größten bis dahin beobachteten gleichkam.

Nun setzte die schon oben erwähnte Kritik MILLERS ein. Über das Inertialsystem des Äthers, also das „absolute" Bezugssystem, wissen wir nichts. Anstatt die Versuchsergebnisse vom Standpunkt spezieller Hypothesen aus zu bearbeiten, müßte man doch in rationeller Weise umgekehrt aus dem Beobachtungsmaterial auf die Lage des Apex und die Größe der Geschwindigkeit des Ätherwindes schließen! Es ist in der Tat verwunderlich, daß nicht schon früher dieser Gesichtspunkt geltend gemacht worden ist und MILLER entschuldigt diese Tatsache durch mehrere Gründe: Man sei voreingenommen mit der Verifikation bestimmter erwarteter Tatsachen beschäftigt gewesen; es sei nicht leicht, ohne direkte Hinweise neue Hypothesen zu entwickeln und endlich sei die Beobachtung am MILLERschen Interferometer, wie gleich geschildert werden soll, so ermüdend und anstrengend, daß es überaus schwer ist, zu allen Tageszeiten einer bestimmten Epoche Beobachtungen anzustellen. Streng genommen, d. h. wenn die Beobachtungsergebnisse die erforderliche Genauigkeit hätten, müßte es möglich sein, aus bloß zwei Azimutbestimmungen der Ätherdrift zu zwei verschiedenen Tageszeiten die Lage des Apex zu bestimmen, ähnlich wie man aus zwei Azimutbestimmungen eines Sternes und ihren Beobachtungszeiten leicht dessen Position am Himmel berechnen kann. Die äußerst geringe Größe des Effektes und die Schwierigkeit der Versuche erfordert aber natürlich eine viel größere Anzahl von Beobachtungen und die Anwendung von Ausgleichsmethoden.

Die folgenden Versuchsreihen MILLERS wurden unter dem erwähnten neuen Gesichtspunkt in den Jahren 1925 und 1926 angestellt. Die mittleren Beobachtungstermine der einzelnen Reihen waren: 1925 April 1., Aug. 1., Sept. 15. und 1926 Febr. 10. Um diese Termine herum wurden an etwa 10 aufeinanderfolgenden Tagen Beobachtungen zu allen Tageszeiten angestellt. Eine Beobachtungsreihe dauert etwa eine Viertelstunde, so daß 96 Reihen in dem angegebenen Zeitraum ausgeführt, das Tagesintervall gleichmäßig und dicht überdecken. Auf dem bei diesen Beobachtungen gewonnenen Material beruhen die im folgenden wiedergegebenen Schlüsse MILLERS.

Die Beobachtungen wurden in der Weise ausgeführt, daß der eine Beobachter ständig in einem Kreise von fast 6 m Durchmesser um das rotierende Instrument geht, sein Auge ununterbrochen am Okular des Fernrohres hält und an 16 äquidistanten Punkten des Horizontes die Lage der Interferenzfransen gegen eine Nullmarke abliest. Seine in Einheiten von $^1/_{10}$ Streifenbreite gemachten Angaben werden von einem zweiten Beobachter aufgezeichnet. In einer Viertelstunde macht das Instrument etwa 20 Umdrehungen, so daß in dieser Zeit 20×16 Ablesungen gemacht werden müssen. Dabei werden, da bei einer Umdrehung des Instrumentes um 360° die Streifenverschiebung zwei volle Perioden durchmacht, insgesamt 40 Bestimmungen für die Größe und Richtung der Ätherdrift erhalten.

Das von MILLER gewonnene Beobachtungsmaterial ist enorm groß. In Cleveland wurden gegen 1000 Umdrehungen des Instrumentes beobachtet, am Mount Wilson vor 1925 1200, nach 1925 4400 Umdrehungen. Zusammen macht dies über 100 000 Ablesungen aus. Im Februar 1926 allein wurden 2020 Umdrehungen beobachtet. Dieses gewaltige Zahlenmaterial wurde auf folgende Weise verarbeitet.

Die unmittelbaren Beobachtungen geben die Streifenverschiebung als Funktion der Azimutnummern 1 bis 16. Zu einer bestimmten Tageszeit werden im Zeitraum von etwa einer Viertelstunde 20 Umdrehungen des Apparates beobachtet. Das ergibt für jede Azimutnummer 20 Ablesungen, die gemittelt werden. Der Mittelwert wird als Punkt in ein Diagramm eingetragen, das die Streifenverschiebung als Funktion der Azimutnummer darstellt. Die Punkte dieses Diagrammes werden durch eine Kurve verbunden und diese wird einer mechanischen harmonischen Analyse unterworfen. Der „erste Oberton", d. h. jene Schwingung, die mit der halben Umdrehung des Interferometers periodisch ist, entspricht dem gesuchten Effekt. Die Amplitude dieser Sinus-

linie gibt die maximale Streifenverschiebung durch den Ätherwind und umgerechnet nach Formel (1) seine Geschwindigkeit v für die mittlere Beobachtungszeit (also für die Mitte des Viertelstundenintervalls). Die Lage des Maximums aber gibt die Richtung von v, also das Azimut, wobei die Nummern in Azimutgrade umgerechnet werden müssen. Wir erhalten also als erstes Resultat die Größe und die Richtung von v für die mittlere Beobachtungszeit.

Nun werden die so erhaltenen Resultate für die verschiedenen Tageszeiten zusammengestellt. Man erhält damit die Größe bzw. die Richtung von v als Funktion der Zeit. Die graphischen Darstellungen dieser Funktionen wollen wir kurz als „Größenkurven" bzw. „Azimutkurven" bezeichnen. Für jede der oben angegebenen Beobachtungsepochen erhalten wir zwei solche Kurven. Die vor 1925 angestellten Beobachtungen bedecken das Tagesintervall nicht dicht genug, um in der angegebenen Weise verarbeitet werden zu können. Eine nachträgliche Untersuchung zeigte aber, daß sie sich den hier gewonnenen Ergebnissen gut einfügen.

5. MILLERS Resultate und Schlüsse.

Die Resultate MILLERS sollen durch einige Kurven veranschaulicht werden. Unsere Fig. 4[1] zeigt die Einzelwerte für eine der vier Epochen (1925, Sept. 15). Die gebrochene Linie gibt einen mittleren Verlauf wieder, der durch Mittelbildung einiger aufeinanderfolgender Einzelwerte bestimmt wird. Die obere Skizze zeigt die Größenkurve, die untere die Azimutkurve als Funktion der bürgerlichen Zeit. Ähnlich aussehende Kurven ergaben sich für die anderen drei Beobachtungsepochen. Zeichnet man diese vier Kurven mit bürgerlicher Zeit als Abszisse übereinander, dann ergibt sich sowohl bei den Azimut-, als auch bei den Größenkurven kein auch nur annähernd übereinstimmender Verlauf. Hingegen zeigt Fig. 5, bei der die Beobachtungen nach Sternzeit geordnet sind, eine wenigstens in groben Zügen ähnliche Form der vier Linien. Die Mittelbildung für die vier Epochen ergibt die stark ausgezogene gebrochene Linie, die auch in Fig. 6b wieder eingezeichnet ist. Die glatte Kurve dieser Figur zeigt jene theoretische Kurve, die sich der beobachteten am besten anschmiegt. In Fig. 6a sind die auf ähnliche Weise gewonnenen Kurven für die Größe von v wiedergegeben.

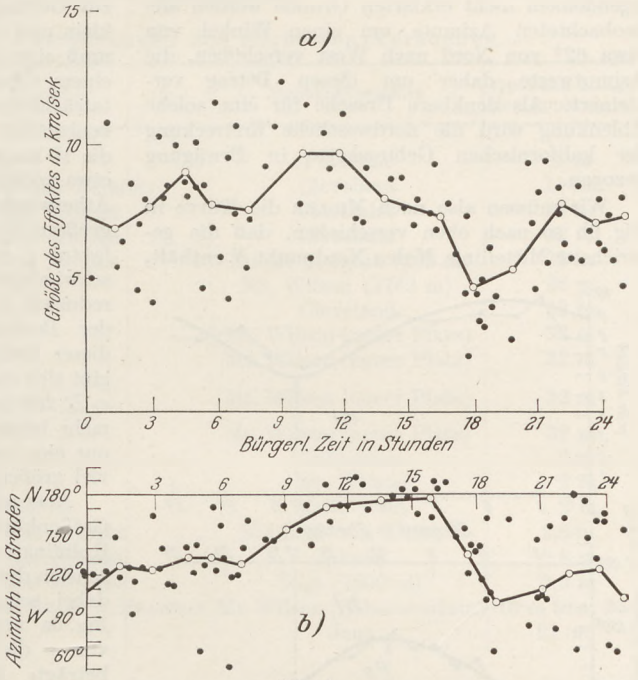


Fig. 4.

Was schließt nun MILLER aus diesen, durch mehrfache Mittelbildung und Ausgleichsverfahren gewonnenen glatten Linien der Fig. 6? Die untere Kurve zeigt zunächst, daß nicht alle Azimutwerte a angenommen werden, daß vielmehr die beobachteten Richtungen von v im Winkelraum zwischen etwa 93° und 143° (gezählt von S über W) um eine mittlere Richtung von $a = 118°$ schwanken. Nun wissen wir aus Nr. 2 dieses Berichtes, daß bei einem nördlich vom Zenit kulminierenden Geschwindigkeitsapex ähnliche Verhältnisse stattfinden. Auch hier schwankt das Azimut zwischen zwei extremen Werten, aber die mittlere Azimutrichtung ist die zum

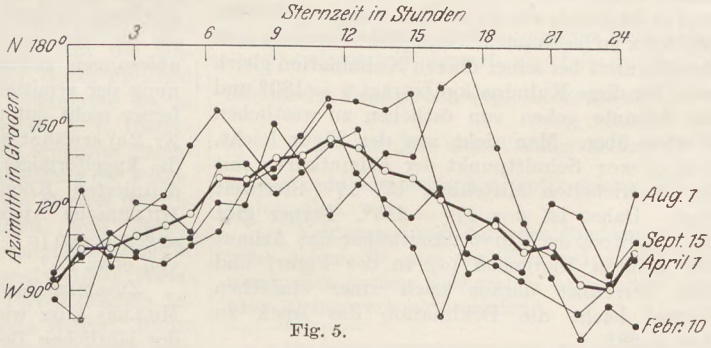


Fig. 5.

[1] Fig. 4 ist einer Abbildung, die MILLER in „Science" **63**, 439 (1926) publiziert hat, nachgezeichnet, die Fig. 5 und 6 ebenso aus „Astroph. Journal" 68, 362 u. 363 entnommen.

Nordpunkt ($a = 180^0$), weil ja der östliche und der westliche Teil der auf die Horizontebene projizierten Apexbahn symmetrisch zur Nord-Südrichtung liegen. Um aus seiner Kurve weitere Schlüsse ziehen zu können, muß MILLER daher eine sehr gewagte Annahme machen: Aus irgendeinem nicht erklärten Grunde werden alle beobachteten Azimute um einen Winkel von etwa 62^0 von Nord nach West verschoben, die Azimutwerte daher um diesen Betrag verkleinert. Als denkbare Ursache für eine solche Ablenkung wird die nordwestliche Erstreckung der kalifornischen Gebirgskette in Erwägung gezogen.

Wir müssen also nach MILLER die Kurve in Fig. 6b so nach oben verschieben, daß die gestrichelte Mittellinie M den Nordpunkt N enthält,

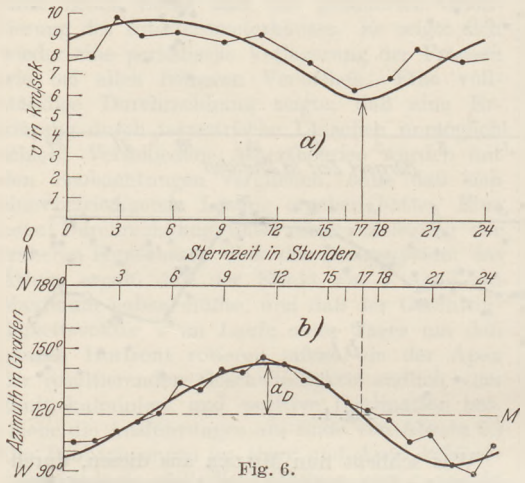


Fig. 6.

also mit der Zeitachse zusammenfällt. Dann liegt unsere Azimutkurve symmetrisch zu dieser Achse und es ist leicht, aus ihr die Richtungskoordinaten des Apex zu bestimmen. Seine Rektaszension muß der Sternzeit bei seiner oberen Kulmination gleich sein; für diese Kulmination beträgt $a = 180^0$ und die Azimute gehen von östlichen zu westlichen Werten über. Man sieht aus der Figur leicht, daß dieser Schnittpunkt der Azimutkurve mit der gestrichelten Mittellinie bei 17^h Sternzeit liegt. Daher ist $a = 17^h = 255^0$. Ferner gibt die Amplitude der Kurve unmittelbar das Azimut der größten Digression (a_D in der Figur) und man berechnet daraus nach einer einfachen Formel leicht die Deklination des Apex zu $\delta = + 68^0$.

Die Beobachtungen zeigen keinen Einfluß der Bahnbewegung der Erde, denn ein solcher müßte sich im Laufe eines Jahres durch Änderung der Größe und Richtung von v äußern. Ferner müßte das Maximum der Triftgeschwindigkeit über 30 km/sec betragen. Fig. 6a zeigt aber, daß die maximale Geschwindigkeit der Komponente v etwa 10 km/sec beträgt. Nach der oben angegebenen Deklination des Apex muß aber seine untere Kulmination am Mount Wilson (geogr. Breite $34^0\ 13'$) in einer Höhe von nur etwa 12^0 über dem Horizont erfolgen, so daß v_{K+S} nur sehr wenig größer als v ist.

Zur Erklärung dieser beiden Tatsachen nimmt MILLER an, daß erstens der Einfluß der Erdbahngeschwindigkeit v_K dadurch verwischt wird, daß v_S sehr viel größer als v_K ist, so daß letzteres nicht zur Geltung kommt, ähnlich wie v_R gegen v_K klein und daher zu vernachlässigen ist. Zweitens muß aber angenommen werden, daß aus irgendeinem Grunde nur ein kleiner Bruchteil der tatsächlichen Geschwindigkeit des Ätherwindes beobachtet werden kann, so daß der Effekt auf die 10 km/sec vermindert wird. Man könnte sich etwa vorstellen, daß die Lorentz-Kontraktion den Ätherwindeffekt nicht gänzlich, wohl aber zum größten Teile kompensiert. Der Verkleinerungsfaktor f muß so klein sein, daß die Bahngeschwindigkeit von 30 km/sec auf einen Betrag reduziert wird, der unter der Genauigkeitsgrenze der Beobachtungen liegt. MILLER findet aus dieser Bedingung den Wert $f \leqq 1/20$. Daraus ergibt sich eine Geschwindigkeit des Sonnensystems $v_S \geqq 200$ km/sec, wobei v_K als relativ klein nicht mehr berücksichtigt ist. Dieser Wert stellt aber nur eine untere Grenze dar und v_S könnte auch viel größer sein.

Aber auch die Lage des Apex läßt sich aus der Größenkurve leicht berechnen. Bei der oberen Kulmination ist die Sternzeit gleich der Rektaszension der kulminierenden Gestirne und v erreicht dabei seinen Minimalwert. Man liest aus der Fig. 6a unmittelbar ab, daß für das Minimum von v die Sternzeit und daher auch $a = 17^h$ beträgt. Ferner läßt sich aus dem Minimal- und dem Maximalwert von v nach einer einfachen Formel die Deklination des Apex berechnen und man findet so $\delta = + 69^0$, in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den oben angegebenen Werten. Dies ist um so bemerkenswerter, als die Größen- und die Azimutkurve in gewissen Grenzen voneinander unabhängig sind, da sie aus verschiedenen Reihen von Einzelablesungen gewonnen werden. Die Größenordnung der ermittelten Geschwindigkeit v_S stimmt ferner recht gut mit den Werten überein, die in Nr. 2c) erwähnt wurden und die sich auf die durch die kugelförmigen Sternhaufen bzw. Spiralnebel definierten Koordinatensysteme beziehen. Die MILLERsche Apexrichtung hat von der in 2c) angegebenen ($a = 320^0$, $\delta = + 65^0$) einen Abstand von etwa 25^0.

Zusammenfassend wollen wir die Schlüsse MILLERs kurz wiederholen: Es existiert ein von der jährlichen Bewegung der Erde unabhängiger Ätherwind mit den Apexkoordinaten $a = 17^h$ und $\delta = 68^0$. Seine Geschwindigkeit beträgt mehr als 200 km/sec. Als Voraussetzung für diese Schlüsse sind zwei Annahmen erforderlich. Erstens, daß der beobachtbare Effekt der Größe nach stark verkleinert wird. Zweitens aber muß MILLER eine sehr kühne Hypothese einführen, nämlich die, daß aus einem bisher unerklärten Grunde die beobachteten Azimutrichtungen um etwa 62^0 nach West verschoben erscheinen. Solange für eine solche Verschiebung nicht wahr-

scheinliche Gründe aufgezeigt werden können, müssen alle angeführten Schlüsse als nicht gut fundiert betrachtet werden.

Die eben dargestellten Ergebnisse MILLERS haben begreiflicherweise großes Aufsehen erregt und so ist es zu erklären, daß nach ihm eine ganze Reihe von Forschern neue Versuche (Nr. 12 bis 19 der Tabelle) ausgeführt haben. Über diese, vom experimentellen Standpunkt aus ungemein interessanten Wiederholungen des Michelson-Versuches soll weiterhin berichtet werden. Vorausgreifend sei schon hier erwähnt, daß die dabei gewonnenen Resultate durchweg den Ergebnissen MILLERS widersprechen.

Übersicht über die Ausführungen des Michelson-Versuches.

Nr.	Datum	Forscher	Beobachtungsort	Optische Länge l der Apparatarme
1	1881	MICHELSON	Potsdam	1 m
2	1887	MICHELSON und MORLEY . .	Cleveland	11 m
3	1902—1904	MORLEY und MILLER . . .	Cleveland	32 m
4	1904	MORLEY und MILLER . . .	Cleveland	32 m
5	1905—1906	MORLEY und MILLER . . .	Euclid Heights (260 m)	32 m
6	1921	MILLER	Mt. Wilson (1742 m)	32 m
7	1922—1923	MILLER	Cleveland	32 m
8	1924	MILLER	Mt. Wilson (neuer Platz)	32 m
9	1925, April 1	MILLER	Mt. Wilson (neuer Platz)	32 m
10	1925 { Aug. 1 / Sept. 15	MILLER	Mt. Wilson (neuer Platz)	32 m
11	1926, Febr. 10	MILLER	Mt. Wilson (neuer Platz)	32 m
12	1926	KENNEDY	California	2 m
13	1926	KENNEDY	Mt. Wilson	2 m
14	1927	ILLINGWORTH	Mt. Wilson	2 m
15	1926	PICCARD und STAHEL . . .	Nördlich von Lüttich	2,8 m
16	1926	PICCARD und STAHEL . . .	Brüssel	2,8 m
17	1927	PICCARD und STAHEL . . .	Rigi (1800 m)	2,8 m
18	1926—1928	MICHELSON, PEASE u. PEARSON	Mt. Wilson (Laboratorium)	16 m bzw. 26 m
19	1930, Mai 10 u. 11	JOOS	Jena	21 m

5. *Technik und mechanische Praxis.*

Vorschläge der Kommission für Bezeichnungsfragen der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik. (Angenommen in der Kommissionssitzung vom 10. Juni 1931.)

Am 21. Okt. 1930 legten die Herren BOEGEHOLD und HERZBERGER der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik Vorschläge für die einheitliche Bezeichnung der in der Optik üblichen Größen vor. Die Gesellschaft veranlaßte sie zu einer Veröffentlichung [vgl. z. B. Z. f. Instrumentenkde **51**, 47/54 (1931)] und ernannte gleichzeitig eine Kommission zur Behandlung der Frage. Die Kommission bestand aus den Herren BOEGEHOLD (Zeiß, Jena), HERZBERGER (Zeiß, Jena), JENTZSCH (Direktor des Universitätsinstituts für angewandte Optik, Jena), LIHOTZKY (Leitz, Wetzlar), MARTENS (Direktor des Physikalischen Instituts an der Handelshochschule Berlin), PICHT (Askaniawerke, A.-G., Berlin), VOLKMANN (Oberstudienrat an der Staatlichen Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht, Berlin), WEIDERT (Direktor des Optischen Instituts an der Techn. Hochschule Berlin), WEISS (Nitsche und Günther A.-G., Rathenow).

Nachdem auf die erwähnte Veröffentlichung aus den Fachkreisen eine Anzahl Antworten eingetroffen waren, trat die Kommission am 10. Juni 1931 zusammen und beschloß, die nachfolgenden Vorschläge zu veröffentlichen.

1. Es sollen bezeichnet werden:

a) Strecken durch kleine lateinische Buchstaben,

b) Winkel durch kleine griechische Buchstaben,

c) Punkte durch große lateinische Buchstaben,

d) reduzierte Kehrwerte ebenfalls durch große lateinische Buchstaben (vgl. auch 2), so $\frac{n}{s} = S$, $\frac{n}{f} = F$ (es ist dies eine Verallgemeinerung des in der ophthalmologischen Optik schon üblichen Gebrauchs),

e) Vektoren durch deutsche Buchstaben, und zwar sollen die aus der Elektrodynamik übernommenen großen Buchstaben beibehalten, sonst aber kleine verwandt werden[1].

[1] Da beim Druck durch die Verwendung verschiedener Alphabete Mißverständnisse entstehen können, sei darauf hingewiesen, daß die Verfasser optischer Aufsätze dies durch farbige Unterstreichung in ihren Manuskripten vermeiden können (etwa griechische Buchstaben rot, deutsche grün). Weiter sei hier auf die Anregung verwiesen, an einer Stelle, wo eine Buchstabenbezeichnung zum ersten Male auftritt, dies am Rande zu vermerken, wie dies in amerikanischen Zeitschriften bereits geschieht.

2. Werden Strecken durch ihre Endpunkte bezeichnet, so soll eine Verwechslung mit Kehrwertprodukten (s. 1d) durch Überstreichung $\overline{AB}$, wenn gleichzeitig die Richtung angegeben werden soll, auch durch Überstreichung mit Pfeil $\overrightarrow{AB}$ vermieden werden. Ein Kurvenstück zwischen A und B werde mit $\widehat{AB}$ bezeichnet.

3. Entsprechende Größen in Ding- und Bildraum sollen mit dem gleichen Buchstaben bezeichnet, die Größe im Bildraum durch einen Strich unterschieden werden (H, H'; s, s', usf.). Sind die entsprechenden Größen optisch nicht konjugiert, so kann die Größe im Dingraum einen Querstrich erhalten (F, F'; $\bar{f}$, f'; zu lesen f quer, f Strich).

4. Zeiger (Indizes). Durch einen Zahlenzeiger 1, 2, ... $\varkappa$ . . . . wird eine Größe gekennzeichnet, die sich auf die 1., . . ., $\varkappa$te Fläche bezieht; zwei Zeiger $\varkappa$, $\varkappa + 1$ können für eine Größe verwandt werden, die zum Zwischenraum zwischen beiden Flächen gehört. $r_\varkappa$ Halbmesser der $\varkappa$ten Fläche, $d_{\varkappa,\varkappa+1}$ Abstand zwischen der $\varkappa$ten und $(\varkappa + 1)$ten Fläche. Häufig können mehrere Bezeichnungen nebeneinander gebraucht werden: $n'_\varkappa = n_{\varkappa,\varkappa+1} = n_{\varkappa+1}$, $v'_\varkappa = v_{\varkappa,\varkappa+1} = v_{\varkappa+1}$ bezeichnen das Brechungsverhältnis des Mittels zwischen der $\varkappa$ten und der $(\varkappa + 1)$ten Fläche und den Winkel Achse-Strahl zwischen beiden Flächen.

Weiter können durch Zeiger noch andere Unterscheidungen ausgedrückt werden, etwa, indem man Ding- und Blendenabstand mit s_0 und s_B bezeichnet. Jedoch sollen nach dem Zusammenhange selbstverständliche Zeiger fortgelassen werden, insbesondere eine Häufung von Zeigern möglichst vermieden werden, da sie die Übersichtlichkeit der Formeln stören kann.

5. Eine ausgezeichnete Achse, besonders die Umdrehungsachse, soll als z-Achse verwandt werden. Diese Bezeichnung entspricht dem Gebrauch der älteren optischen Schriftsteller; in der Neuzeit ist leider ein Schwanken eingetreten, indem die ausgezeichnete Achse bald als x-Achse, bald als z-Achse verwandt wird; selbst im CZAPSKIschen Lehrbuche ist keine von beiden folgerichtig durchgeführt. Doch hat GULLSTRAND das vorgeschlagene Verfahren befolgt. Dieses stimmt namentlich mit dem durchgehenden Gebrauch der Flächentheorie überein; $x = f(y, z)$ ist weit ungewohnter als $z = f(x, y)$, und die EULERschen Differentialquotienten der Flächengleichung, die für asphärische Flächen und für die Behandlung der Wellenflächen von großer Wichtigkeit sind, werden ständig geschrieben:

$$p = \frac{\partial z}{\partial x},\quad q = \frac{\partial z}{\partial y},\quad r = \frac{\partial^2 z}{\partial x^2},\quad s = \frac{\partial^2 z}{\partial x\,\partial y},\quad t = \frac{\partial^2 z}{\partial y^2}.$$

6. Bei Umdrehungsfolgen soll die Meridianebene als YZ-Ebene verwandt werden. Dies hat den Vorteil, daß man die Bezeichnung y in manchen Fällen, wo sie eingebürgert ist, beibehalten kann.

7. Die an sich nicht voll bestimmten Winkel der Lichtstrahlen gegeneinander und gegen die Flächennormale seien genormt durch die Anweisung

$$-90^0 < \text{Winkel} \leqq +90^0.$$

8. Die Schnittweite von Strahlen mit endlicher Neigung soll durch einen Querstrich bezeichnet werden ($\bar{s}$, $\bar{s}'$); eine Verwechslung mit 3 ist nicht zu befürchten.

9. Das Zeichen Δ soll eine Differenz gleichartiger Größen bedeuten, im Grenzfall geht es in das Differentialzeichen über; z. B. $\Delta(s)$ Öffnungsfehler (sphärische Abweichung); ähnlich $\Delta_\lambda(s)$ Farbenabweichung, $\Delta_\vartheta(s)$ sekundäre Farbenabweichung.

Die Differenz zweier gleichberechtigter Größen vor und nach der Brechung soll durch ein umgekehrtes Δ (gelesen Nabla: ∇) angegeben werden. $\nabla\left(\frac{1}{ns}\right)$, $\nabla\left(\frac{1}{u}\right)$, ...

10. Der Ausdruck Vergrößerung soll in seiner Anwendung beschränkt bleiben auf Lupenvergrößerung, Fernrohrvergrößerung, Ablesevergrößerung. Statt dessen in der geometrischen Optik: Tiefenverhältnis, Streckenverhältnis, Winkelverhältnis. Statt Lateralvergrößerung auch Abbildungsmaßstab $\beta' = \frac{dy'}{dy}$.

11. In der SEIDELschen Theorie scharfe Bezeichnungen:

S_1 Öffnungsfehler, bisher auch sphärische Abweichung;

S_2 Asymmetriefehler, bisher auch Komafehler;

S_4—S_3 Bildspannenfehler, bisher auch Astigmatismus;

S_5 Verzeichnung (von Verzerrung scharf zu unterscheiden).

12. Statt anastigmatisch soll „stigmatisch" gesagt werden, statt homozentrisch „zentrisch"; überhaupt sollen überflüssig lange Ausdrücke vermieden werden.

13. Man soll nicht „erster" und „zweiter", auch nicht „vorderer" und „hinterer" Brennpunkt (Hauptpunkt usf.) sagen, sondern Dingbrennpunkt, Bildbrennpunkt (besser als dingseitiger, bildseitiger Brennpunkt).

Vorschläge zu den Buchstabenbezeichnungen.

Es sind nur solche aufgenommen worden, denen die Kommission ausdrücklich oder stillschweigend zugestimmt hat.

Kleine lateinische Buchstaben.

Verwendung als Strecken:

c Mittelpunktsentfernung eines Achsenpunktes,

d Dicke einer Linse,

e schiefe Dicke,

f Brennweite,

h Durchstoßhöhe eines Strahls, sowohl an der brechenden Fläche, wie an Ding- und Bildfläche,

k Strahlungsweite (Entfernung Blende—Ding),

p Strecke auf einem Meridianstrahl vom Durchstoßpunkt bis zur Achse,
r Radius,
s Schnittweite, auf der Achse gemessen,
$\int$ sagittale Schnittweite,
t tangentiale (meridionale) Schnittweite, besser wäre vielleicht m,
x, y, z Koordinaten.

Sonstige Verwendungen:
c Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum,
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ (Wellenoptik),
n Brechungszahl,
$p = 1 - \cos v$ (Wellenoptik „relative Fläche"),
t Zeit,
u Lösung der Wellengleichung,
v Lichtgeschwindigkeit in einem beliebigen Mittel.

Eine Verwechslung der beiden Bedeutungen von c, k, p, t ist wohl nicht zu befürchten.

Kleine griechische Buchstaben.

Verwendung als Winkel:
α Prismenwinkel,
ε Ablenkung im Prisma,
ι Brechungswinkel, früher i[1],
υ Winkel der Strahlen gegen die Achse, früher u[1],
φ Winkel am Kugelmittelpunkt,
ω Azimut.

Sonstige Verwendungen:
α' Tiefenverhältnis,
β' Abbildungsmaßstab,
γ' Winkelverhältnis,
ξ, η, ζ Richtungskosinus,
η außerdem Wirkungsgrad,
ϑ Teildispersion,
λ Wellenlänge (Ausnahme!),
ν 1. ABBEsche Zahl, 2. Frequenz,
τ Schwingungszeit,
φ Funktionszeichen,
ψ Belegungsfaktor der Wellenfläche.

Große lateinische Buchstaben.

Punkte:
B Blendenpunkt,
C Kugelmittelpunkt,
F Brennpunkt,
H Hauptpunkt,
K Knotenpunkt,
S Scheitel.

Reduzierte Größen:

$$F = \frac{n}{f}, \quad F' = \frac{n'}{f'}, \quad F + F' = 0.$$

$$R = \frac{n}{r}, \quad R_{\varkappa,\varkappa+1} = \frac{n_{\varkappa,\varkappa+1}}{r_{\varkappa,\varkappa+1}}.$$

$$S = \frac{n}{s}, \quad S_f = \frac{n}{f}, \quad S_t = \frac{n}{t}.$$

Sonstige Verwendungen:
I Lichtstärke,
V Definitionshelligkeit,
Q ABBEsche Invariante,
W Energiedichte.

Große griechische Buchstaben.

Γ Fernrohrvergrößerung,
Δ Differenzzeichen für gleichwertige Größen $\Delta s = s - s_0$,
∇ Differenzzeichen für Größen vor und nach der Brechung $\nabla \frac{1}{n} = \frac{1}{n'} - \frac{1}{n}$,
Φ Potential (skalares), auch Lichtstrom,
Ω Ablese-, Lupenvergrößerung.

Deutsche Buchstaben.

Vektoren:
$\mathfrak{A}$ magnetisches Vektorpotential,
$\mathfrak{E}$ elektrische Feldstärke,
$\mathfrak{H}$ magnetische Feldstärke,
$\mathfrak{S}$ POYNTINGscher Vektor,
$\mathfrak{Z}$ HERTZscher Vektor,
$\mathfrak{c}, \mathfrak{h}, \mathfrak{z}$ sind Hilfsgrößen (über ihre Beziehungen siehe den Aufsatz von J. PICHT: Z. f. Instrumentenkde **51**, 265/71 [1931]),
$\mathfrak{a}(u, v)$ beliebige Fläche,
$\mathfrak{b}(u, v)$ brechende Fläche,
$\mathfrak{k}(u, v)$ Kaustik,
$\mathfrak{n}(u, v)$ Normalenvektor der Wellenfläche,
$\mathfrak{o}(u, v)$ Normalenvektor der brechenden Fläche,
$\mathfrak{p}$ Punktvektor,
$\mathfrak{s}(u, v)$ Strahlenvektor,
$\mathfrak{w}(u, v)$ Wellenfläche,
$\mathfrak{o}$ und $\mathfrak{s}$ sind Einheitsvektoren. Es gilt stets die Gleichung $\mathfrak{n}\mathfrak{s} = n$, im isotropen Mittel ist $\mathfrak{n} = n\mathfrak{s}$.

Es wäre recht wünschenswert, wenn jeder, der an der Frage Anteil nimmt, seine Meinung äußern wollte. Es wird gebeten, solche Zuschriften an den Vorsitzenden der Kommission zu schicken, Herrn Prof. Dr. F. WEIDERT, Berlin-Zehlendorf, Jaehnstraße 7.

[1] Gegen die Bezeichnungen ι und υ sind nachträglich von fast allen Kommissionsmitgliedern Einwendungen erhoben worden.

Neu erschienene Bücher und Schriften.

Vierstellige Logarithmen- und Zahlentafeln, Ausgabe B: mit mathematischer Formelsammlung. Von H. und A. SEMILLER. 2. Aufl. Berlin 1929, J. Springer. Geb. RM 2,40.

Seit dem Erscheinen der ersten Auflage, die an dieser Stelle (40, 42; 1927) besprochen wurde, ist der in Fachkreisen wohlbekannte, an zweiter Stelle genannte Herausgeber verstorben. Die neue Auflage ist von H. SEMILLER allein besorgt worden. Gegenüber der ersten Auflage sind zwei kleine Neuerungen erfolgt. Der Randindex ist doppelseitig bedruckt worden, außerdem ist eine

neu aufgestellte Tafel zur Reduktion eines Gasvolumens hinzugefügt worden, die zum Gebrauch beim physikalischen und chemischen Unterricht bestimmt ist. Beide Neuerungen erhöhen die Brauchbarkeit des Buches, das wegen seiner Vorzüge bereits weite Verbreitung gefunden hat.

P. Henckel.

E. Lechers Lehrbuch der Physik für Mediziner, Biologen und Psychologen. 6. Auflage bearbeitet von Stephan Meyer und Egon Schweidler. 471 S. mit 525 Abbildungen im Text. Leipzig und Berlin 1930, B. G. Teubner. Geb. RM 18,—.

Rasch ist der 5. Auflage dieses bekannten und allgemein geschätzten Lehrbuches, über die in dieser Zeitschrift (**43**, 41 [1930]) berichtet wurde, nun die 6. gefolgt, in der keine tiefgreifenden Änderungen vorgenommen sind. Nur Ergänzungen und Verbesserungen sind, soweit sie notwendig waren, angebracht worden; daß dabei manches Veraltete gestrichen und dafür Modernes aufgenommen ist, ist selbstverständlich. Das Buch kann auch in dieser Neuauflage unseren Schulphysikern aus den bei der Besprechung der 5. Auflage genannten Gründen unbedingt zur Lektüre empfohlen werden. *A. Wenzel.*

Die optischen Instrumente, Brille, Lupe, Mikroskop, Fernrohr, Aufnahmelinsen und ihnen verwandte Vorkehrungen. Von Moritz von Rohr. 4. vermehrte und verbesserte Auflage. V und 130 Seiten, 91 Abb. Berlin, Julius Springer. 1930. RM 5,70.

Das von den Physiklehrern gern benutzte Büchlein ist mit der neuen Auflage in den Springerschen Verlag übergegangen. Unter Bezugnahme auf die früheren Besprechungen in dieser Zeitschrift **19**, 191; 1906 und **31**, 228; 1918 sei das treffliche Büchlein von neuem empfohlen. Die 4. Auflage erfreut den Kenner der älteren wieder durch zahlreiche Spuren der großen Sorgfalt, womit der Verfasser an der weiteren Vervollkommnung gearbeitet hat. *Vn.*

Das Jahrhundert der Strahlen. Ein gemeinverständlicher Überblick über das Wesen und die hohe Bedeutung der verschiedenen Strahlenarten. Vortrag, gehalten im Deutschen Museum zu München am 27. Mai 1924 von Josef Rosenthal. 29 S. mit 18 Abbildungen im Text. Leipzig 1930. Georg Thieme, Preis RM 2,50.

Die kleine Schrift gibt einen ganz knappen Überblick über die Strahlen der elektromagnetischen Wellenskala, sowie die Kathodenstrahlen. Die Form ist sehr populär und für völlige Laien berechnet. Eine große Rolle spielen die Anwendungen der Röntgenstrahlen, die den Hauptteil der Schrift einnehmen. Da die Schrift ein zu großes Gebiet nur sehr oberflächlich behandelt und in dieser Kürze auch nur behandeln kann, ist sie auch für die Hand des Schülers nicht geeignet. *A. Wenzel.*

Funktechnisches Arbeitsbuch. Demonstrationsversuche und praktische Übungen zur Hochfrequenztechnik. Von Walter Möller, Studienrat an der Oberrealschule Altona. Mit 74 Figuren im Text. Leipzig-Berlin 1930. Verlag und Druck von B. G. Teubner.

Der Name des Buches ist recht zutreffend gewählt. Die physikalischen Begriffe, deren Deutung notwendig ist für das Verstehen der Vorgänge, die sich in der Hochfrequenztechnik abspielen, werden an vielen Versuchen erläutert, die so zusammengestellt sind, daß sich eine gute Anleitung für Schülerübungen und Schülerarbeiten ergibt. Material und Apparate, die verlangt werden, sind in der Regel nicht teuer, zum Teil auch wohl in allen Sammlungen vorhanden. In allen Kapiteln des Buches sind zahlreiche Aufgaben gestellt, die auch zu quantitativen Berechnungen zwingen. Die hierzu notwendigen theoretischen Ableitungen und Formeln sind im Text kurz angegeben.

Im ersten Abschnitt werden die Grundversuche mit dem Kontaktdetektor beschrieben. Dann werden die Eigenschaften des magnetischen und elektrischen Feldes besprochen und die Begriffe Induktivität und Kapazität erläutert, wobei auch einige Meßmethoden zur Bestimmung ihrer zahlenmäßigen Größe Platz finden. Es folgen Versuche mit dem Funkenventil und Resonanzversuche an Funkensendern. Der letzte Teil des Buches bespricht die Eigenschaften der Elektronenröhre und ihre Benutzung (Anoden- und Gittergleichrichtung, Verstärker, Generator). Am Schlusse findet sich ein Namen- und Sachregister, eine angenehme Einrichtung, die nicht in allen Büchern kleineren Umfanges zu finden ist.

Auf einige kleine Mängel, die das Bändchen meines Erachtens enthält, seinen Wert jedoch nicht wesentlich herabsetzen, sei kurz hingewiesen.

Die Größenbestimmung von hohen Induktivitäten mit der Meßbrücke ist wohl als zu leicht realisierbar dargestellt. Der Wechselstromwiderstand eines Niederfrequenztransformators ist „frequenzabhängig", die Brückengleichung ist also nur für eine einzige, wenn auch beliebige Tonfrequenz zu erfüllen. Da Summer und Induktorium stets starke Oberschwingungen aufweisen, ist mit ihnen das Telephon nicht zum Schweigen zu bringen. Oft machen auch bei der Messung die parallel zur Wicklung liegenden Kapazitäten schon Schwierigkeiten. Die Bereitstellung von einigermaßen brauchbaren Normalien für so hohe Induktivitätswerte, wie sie Transformatoren darstellen, ist ebenfalls nicht leicht. — Auf Seite 10 wird der Faktor L_{12} (neuerdings M genannt) als „Kopplungskoeffizient" bezeichnet. Im allgemeinen wird aber L_{12} der „Koeffizient der gegenseitigen Induktion" genannt, während der Kopplungskoeffizient

$$\varkappa = \sqrt{\frac{L_{12}^2}{L_1 L_2}}$$

ist. Bei Besprechung der Kapazitätsmessungen fehlt der Hinweis auf die Erdstreuung, die bei normalen Brücken das Resultat sehr erheblich fälschen kann. Man erhält wohl ein

Minimum (Schweigen) im Telephon, das jedoch an falscher Stelle auf dem Brückendraht liegt. — Nach den Versuchen über Resonanz wäre wohl ein Kapitel über die Relativmeßmethoden der Wellenlänge (Frequenz) zweckmäßig gewesen, um so mehr, als die relativen Meßmethoden der Induktivität und Kapazität eingehend behandelt sind. Mit dem Wellenmesser, der durch Summer erregt wird, und dem Kontaktdetektorkreis als Abhörmittel lassen sich viele lehrreiche Versuche ausführen, insbesondere auch über gekoppelte Kreise (Koppelwellen). Der Name „Wellenmesser" kommt weder im Text noch im Register vor. — Im letzten Kapitel XIV werden Versuche mit der schwingenden Röhre beschrieben. Bei der benutzten Schwingschaltung (Dreipunktschaltung) kann man den positiven Pol der Anodenspannung direkt an die Anode führen, während der negative Pol an den Schwingkreis gelegt wird. Man vermeidet auf diese Weise den Gitterkondensator und erreicht wegen der fehlenden Autovorspannung eine größere Schwingleistung. — Bei den Erörterungen über die Selbsterregung der Röhre fehlt der Beweis für die Phasenverschiebung von Anodenstrom gegen Schwingkreisstrom um 90°. Für den Unterricht jeglicher Art, auch in der Oberprima, fällt wohl ein Eingehen auf die Theorie des Röhrengenerators fort, weil die gedanklichen Schwierigkeiten sehr erheblich werden. Der Lernende wird sie ohne vieles Nachdenken nicht überwinden können, wozu außerdem schon eine gute Beherrschung der Wechselstromtheorie gehört.

Dem Büchlein, dessen Form in der Fachliteratur neu ist, ist guter Erfolg zu wünschen.

Dr. Friedrich Moeller.

Der naturkundliche Unterricht. Von Dr. Paul Brohmer, Professor an der Pädagogischen Akademie in Kiel. Aus der Sammlung „Die Unterrichtsfächer der Mittelschule und der gehobenen Volksschulklassen in Einzeldarstellungen". Herausgegeben von Ministerialrat Dr. Th. Stolze. 250 Seiten. Geheftet RM 6,—. In Leinenband RM 7,40. Leipzig 1929. Verlag Quelle & Meyer.

Das neue Handbuch der Methodik wendet sich an die Lehrerschaft der Mittel- und Volksschulen sowie an deren noch auf den pädagogischen Akademien in der Ausbildung befindlichen Nachwuchs. Durch die gegenwärtig geltenden amtlichen Bestimmungen über die Mittelschulen in Preußen vom 1. Juni 1925 werden die naturwissenschaftlichen Unterrichtsfächer als „Naturkunde" in „Naturbeschreibung" und „Naturlehre" eingeteilt.

Der Verfasser betrachtet diese Fassung nicht als endgültig; er vermeidet den irreführenden veralteten Begriff „Naturbeschreibung" und setzt mit gutem Recht an seine Stelle die uns für die höhere Schule jetzt allgemein geläufige Fachbezeichnung „Biologie".

Die drei Hauptteile des Buches: Biologie, Physik und Chemie (einschließlich Mineralogie) bringen je drei Unterabschnitte. Zunächst wird das Bildungsgut jeder Teilwissenschaft dargestellt, sowie eine Auswahl und Verteilung des Stoffes für die einzelnen Klassen gegeben. Darauf werden die Wege zum Bildungsgut gewiesen und endlich die Arbeit am Bildungsgut durch ausgewählte Beispiele für jede Klasse skizziert.

Der Verfasser verlangt, daß in den naturwissenschaftlichen Fächern der Mittel- und Volksschulen vor allem die Erscheinungen des praktischen Lebens in den Vordergrund treten sollen und die theoretischen Erörterungen zurückgestellt werden. Um den Sinn des Schülers auf das Praktische zu lenken, will er manche seit alters her in den Büchern ausführlich behandelten Unterrichtsstoffe ausgeschieden wissen, so in der Physik z. B. die Feuerspritze und die Reibungselektrizität, bei den Wärmekraftmaschinen soll im Mittelpunkt der Behandlung der Motor des Autos oder Motorrades stehen und die Dampfmaschine höchstens im Anschluß daran behandelt werden.

Das Buch bringt reichhaltige Literatur über die wichtigsten wissenschaftlichen Werke und Zeitschriften sowie über kleinere Bücher, die sich für die Hand des Schülers eignen.

Die in der vorliegenden Methodik niedergelegten Erfahrungen geben dem Lehrer mannigfache Anregungen für die Ausgestaltung seines Unterrichts.

H. Otto.

Was ist Materie? Sechs gemeinverständliche Vorträge, gehalten in der Royal Institution von Sir William Bragg. Autorisierte Übersetzung von Dr. B. Finkelstein. Leipzig 1931. Akadem. Verlagsgesellschaft m. b. H. 191 Seiten mit 32 Tafeln und 57 Textfiguren. Kart. RM 9,80.

Dieses Buch ist nach Vorlesungen geschrieben, die der Verfasser 1923/24 gehalten hat. Es umfaßt in 6 Kapiteln die Atome, aus denen die Dinge bestehen, das Wesen der Gase, der Flüssigkeiten und der Kristalle, als deren Vertreter besonders behandelt werden: der Diamant, Eis und Schnee und Metalle. Die Art, wie hier die Atomtheorie, die kinetische Gastheorie, die Kristallstrukturen makroskopisch, mikroskopisch und atomistisch behandelt werden, ist zuweilen originell. Der Physiklehrer findet auch ein paar Anregungen zu vereinfachter Veranschaulichung mancher Dinge. So ist z. B. die Darstellung des Atomaufbaus mit Hilfe schwimmender Magnete sowie die Nachbildung mancher Strukturmodelle auch für den Unterricht recht brauchbar. Eine kurze Notiz am Schluß des Buches gibt Anweisungen zur Herstellung der Modelle. Die meisten Versuchsanordnungen sind photographisch auf den sehr zahlreichen guten Tafeln wiedergegeben. Das ganze Buch ist so flüssig in der Übersetzung geschrieben, daß man es mit Vergnügen liest, und dabei so allgemeinverständlich im besten Sinne des Wortes, daß man es ohne Bedenken den Schülern der Oberklassen höherer Lehranstalten in die Hand geben kann. Viele von den angeführten neuen Tatsachen sind für jeden Gebildeten interessant, „weil sie eine schöne Ordnung in dem innersten Bau der Natur offenbaren", und nützlich, „weil sie viele alte Fragen beleuchten und uns sicher bei anderen, die neu

sind, behilflich sein werden" (aus dem Vorwort). Wenn auch der Inhalt nicht ganz auf dem neuesten Stand der Forschung steht, kann man das Buch doch den Schülerbüchereien der Oberstufe einreihen, wie man es überhaupt jedem zur Lektüre empfehlen kann, der einmal ohne große Anstrengung einen Blick in die Errungenschaften unserer Physik und Chemie tun will.

A. Wenzel.

Die Geschichte der Sternkunde. Von Professor Dr. Ernst Zinner. 673 Seiten mit 54 Bildern im Text und 13 Tafeln. Berlin 1931. Julius Springer. Geb. RM 21,80.

In der neueren Literatur fehlte eine Geschichte der Astronomie, und aus diesem Grunde ist das Erscheinen des Zinnerschen Buches lebhaft zu begrüßen. Der Verfasser behandelt die Sternkunde von ihren ersten Anfängen bis zur Gegenwart. Auch die Nachbarwissenschaften, besonders die Mathematik und Physik, werden gestreift, soweit es zum Verständnis astronomischer Fragen notwendig ist.

Die Gliederung des Buches ist nach Völkern durchgeführt. Es werden behandelt: die Ägypter, Babylonier, Griechen, Römer, Juden, Perser, Inder, Chinesen, die Maya, Araber, Germanen, Kelten und Slaven. Auch die Naturvölker, die nichts zur heutigen Astronomie beigetragen haben, z. B. die Völker der Südsee, die Indianer und Eskimos, werden nicht vergessen.

Die Lektüre des Buches vermittelt einen guten Überblick über die Entwicklung der Sternkunde. Das Werk ist nicht nur für den Astronomen bestimmt, auch für jeden an der Astronomie interessierten Naturwissenschaftler, besonders für den Lehrer an den höheren Schulen, wird es als Nachschlagewerk wertvoll sein.

In Bezug auf die Anordnung und die Behandlung des Stoffes wird nicht jeder Leser die Meinung des Verfassers teilen. So wird z. B. die gesamte Astronomie der neueren Zeit in dem Kapitel mit der Überschrift „Die Sternkunde der Germanen" behandelt. Dem Referenten erscheint diese Zusammenfassung nicht glücklich. Nicht jeder Leser wird z. B. die großen Förderer der theoretischen Astronomie in Frankreich Laplace, Leverrier, Poincaré oder die nordamerikanischen Astronomen zu den Germanen zählen wollen. Die Entwicklung der Himmelsmechanik im 19. Jahrhundert ist im Verhältnis zu anderen Zweigen etwas knapp behandelt worden. So vermißt man z. B. eine Erwähnung der säkularen Abnahme der Schiefe der Ekliptik nach Arbeiten aus dem letzten Jahrhundert, obwohl diese Frage bei den Arabern ausführlich behandelt wird. Ferner kommt in dem Kapitel über die Astronomie der Slaven der Name Pulkowo überhaupt nicht vor, obgleich diese russische Sternwarte für die moderne Positionsastronomie von ausschlaggebender Bedeutung gewesen ist. Auch die Bedeutung der nordamerikanischen Sternwarten für den Fortschritt der Astronomie in der allerneuesten Zeit hätte wohl etwas mehr hervorgehoben werden können.

Der Verfasser ist eifrig bemüht, in seinem Buche Fremdwörter zu vermeiden. Nach der Meinung des Referenten geht er in diesem Bestreben jedoch zu weit, wenn er z. B. das uns allen geläufige Wort Exzentrizität durch Gestrecktheit (S. 501) ersetzt, das für manchen Ausländer wohl selbst unter Benutzung eines Wörterbuches unverständlich bleiben wird. *Kohl.*

Lehrbuch der Chemie für höhere Lehranstalten. Von Dr. W. Halberstadt. Zweite verbesserte Auflage. 86 Figuren, 226 Seiten. Leipzig 1930. Quelle & Meyer. Geb. RM 4.80.

Der Verfasser des vorliegenden Lehrbuches hat in der 2. Auflage vieles auf Anregungen und Kritiken hin verändert und verbessert. Trotzdem habe ich nicht die optimistische Hoffnung des Besprechers der 1. Auflage, der glaubt, daß Verbesserungen in methodisch-didaktischer und in rein sachlicher Hinsicht es noch den Forderungen entsprechend machen sollen, die der Verfasser sich selbst im Vorwort stellt.

Die Zahl der chemischen Lehrbücher wächst in den letzten Jahren außerordentlich. Diese an und für sich erfreuliche Produktivität wirkt sich aber in mehr als einer Hinsicht ungünstig aus, bis zum Schüler hin. (Preisfrage!) Sieht man sich die Lehrbücher etwas näher an, so findet man eine größere Anzahl, die keine Daseinsberechtigung haben. Eines von den dreien: Stoffauswahl, Anordnung oder die Art der Darstellung sollte eine besondere Leistung sein, sonst rechtfertigt sich das Buch eben nicht. Es muß eine zwingende innere Notwendigkeit oder Veranlassung zur Herausgabe vorliegen.

Von dieser inneren Veranlassung erfahren wir weder etwas im Vorwort, noch spüren wir sie beim Durchlesen des Buches. Die äußere Veranlassung, „das Erscheinen der Richtlinien für die Lehrpläne der höheren Schulen", scheint mir als Grund zur Herausgabe nicht genügend. Man hatte auch vor deren Erscheinen gute Lehrbücher und guten chemischen Unterricht. Daß das Buch auf dem Gedanken des Arbeitsunterrichtes aufgebaut ist, habe ich nur durch das Vorwort erfahren. Vielleicht rührt das daher, daß die Ansichten über ihn immer noch nicht ganz geklärt sind. Aber eines ist sicher: wie soll bei einem Schüler die Selbsttätigkeit und die Beobachtungsfähigkeit gefördert werden, wenn ihm alle Erscheinungen peinlich genau geschildert werden und eigenes Erarbeiten vorweggenommen ist? Das kommt mir so vor, als wenn man Lichtbilder zeigte und jedesmal in längerer erläuternder Rede den Schülern den Bildinhalt zu erklären versuchte, anstatt daß man ihn den Schüler selber erarbeiten läßt!

Auch in der vorliegenden 2. Auflage fallen einem schon beim Durchlesen sachliche Fehler auf. Ein Lehrbuch der Chemie, das „Exaktheit im chemischen Denken zu erreichen" versucht, sollte in chemisch sachlicher Beziehung und in der Ausdrucksweise genauer und peinlicher sein.

Die Zahl der Superoxyde muß sich nochmals um eines verringern. PbO_2 ist ein Dioxyd, wie

die Einwirkung von Salzsäure zeigt. Oxydation ist nicht nur die Vereinigung eines Stoffes mit Sauerstoff ohne Lichterscheinung. Besser hieße es: die Verbindung eines Stoffes mit Sauerstoff nennt man Oxydation. Diese kann auch ohne Lichterscheinung vor sich gehen. Auf S. 21 folgt wiederum aus einem Versuch „das Grundgesetz für alle chemischen Vorgänge, das Gesetz von der Erhaltung der Materie". Man darf niemals, ohne es ausdrücklich zu erwähnen, aus einem Versuch ein Gesetz folgen lassen. Der erzieherische Wert des naturwissenschaftlichen Unterrichtes leidet sonst Not.

Das Kapitel 7 enthält Unklarheiten. Dort wird Salzsäure durch den Strom zersetzt. „Folgerung: Salzsäure besteht aus Wasserstoff und Chlor." Macht man denselben Versuch mit Schwefelsäure, so müßte die Schlußfolgerung lauten: also besteht die Schwefelsäure aus Sauerstoff und Wasserstoff. Des Verfassers Ergebnis ist: „Auch in der Schwefelsäure ist Wasserstoff enthalten, wenn auch hier keine einfache Zersetzung vorliegen kann, da ja in der Schwefelsäure, entsprechend ihrem Namen, Schwefel vorhanden sein muß!" Mit einem Namen sollte man nichts beweisen. Phosgen enthält keinen Phosphor und „Schwefeläther" keinen Schwefel.

Nebenbei noch: Die Numerierung auf S. 21/22 ist unklar; die Bezeichnung der Versuche im Kapitel 10 Seite 23 oben stimmt nicht. — Die Haber-Bosch-Synthese des Ammoniaks ist nicht einwandfrei und klar dargestellt. Dem Verfasser entgeht der Unterschied zwischen Wassergas und Generatorgas. Nach seiner Versuchsbeschreibung muß beides entstehen (Kraftgas). Das Kohlendioxyd wird nicht mit Lauge, sondern mit Wasser von etwa 25 Atmosphären ausgewaschen u. a. m. — In § 21 heißt es: Die so hergestellte Salpetersäure heißt rote rauchende Salpetersäure. In der Versuchsbeschreibung dagegen bildet sich eine gelb gefärbte Flüssigkeit, die Salpetersäure. Bei den Versuchen mit roter rauchender Salpetersäure müßte besondere Vorsicht empfohlen werden. — Die Einwirkung von Königswasser auf Gold erzeugt nicht $AuCl_4$, sondern $AuCl_3$; aus der Lösung scheidet sich $[AuCl_4]H \cdot 4\,H_2O$ ab. — In Fig. 80 sollte das Thermometer nicht in die Flüssigkeit eintauchen. — Dynamit wurde 1867 (nicht 1862) von Nobel zuerst dargestellt. Bei dem ihm zugrunde liegenden „Nitroglyzerin" sollte unbedingt dessen Zugehörigkeit zu den Estern erwähnt oder in der Formel zum Ausdruck gebracht werden. Es gibt nämlich auch Ester anorganischer Säuren, nicht nur organischer, wie auf Seite 187 zu lesen ist.

Zusammenfassend muß gesagt werden: Das vorliegende Lehrbuch muß, damit es mit anderen, guten Lehrbüchern der Chemie in erfolgreichen Wettbewerb treten kann, in der folgenden Auflage gründlich überarbeitet werden.

Dr. O. Scharschmidt.

Leitfaden der Gegenwartchemie für höhere Schulen. (Nebst Geologie.) Auf Grund des periodischen Systems („Grundriß" von Professor Dr. Karl Oppenheimer) nach den Richtlinien der Schulreform bearbeitet von Professor Dr. G. Meyer. I. Anorganische Chemie. Mit 45 Abbildungen. 2. verbesserte Auflage. Leipzig. 1930. Verlag Georg Thieme. Kart. RM 2.80.

Freunden von systematischen Lehrbüchern der Schulchemie kann man den 186 Seiten umfassenden Leitfaden empfehlen. In übersichtlicher Darstellung und Anordnung wird soviel an Stoff geboten wie ein Student der Medizin etwa im Vorexamen braucht. Geologische und mineralogische Teilprobleme sind im Gesamtumfang von etwa 20 Seiten in den Leitfaden eingestreut. Da es sich bei systematischen Leitfäden doch wohl um Lern- und Lehrbücher handelt, so würde ich es für zweckmäßiger halten, die geologischen und mineralogischen Tatsachen als Anhang mit beizugeben. Sie selbst sind schwer auffindbar und unterbrechen den systematischen Gang. Außerdem genügen sie auch nicht für einen einfachen geologischen Unterricht.

Da in dem kleinen Band reichlich viel Theorie geboten wird, so wäre es zweckmäßig, die „Elektrolyse des Wassers" etwas gründlicher zu behandeln oder wenigstens von einer vorläufigen Deutung der Rolle der Schwefelsäure in diesem Versuche zu sprechen. Mit Zeichnungen, besonders in Hinblick auf technische Probleme, sollte man nicht so sparsam sein. *Dr. O. Scharschmidt.*

Anorganisch-chemisches Praktikum. Qualitative Analyse und anorganische Präparate. Von Dr. E. H. Riesenfeld. 9. Aufl. unter Mitwirkung von Dr. H. Klement. 393 S. mit 29 Abbildungen im Text. Leipzig 1930, S. Hirzel. Geb. RM 9.—.

Nach dem Vorbilde der Haber-Smithschen Anleitung, die jetzt von Kohlschütter herausgegeben wird (s. diese Z. 43, 47; 1930), hat das bekannte Riesenfeldsche anorganisch-chemische Praktikum die theoretischen Vorbemerkungen der früheren Auflagen in der vorliegenden Neuauflage durch Vorversuche sehr glücklich erweitert. Die chemischen Grundgesetze und -begriffe werden auf diese Weise auf eigene Anschauung gegründetes lebendiges Eigentum der Studierenden. Neu ist auch das an die Vorversuche und theoretischen Vorbemerkungen anschließende Kapitel über die wichtigsten Metalloide O_2, H_2, N_2, Halogene und Schwefel, das den Studierenden, wiederum an der Hand einfacher Versuche, mit diesen Stoffen bekannt macht. In dem folgenden Kapitel über die wichtigsten Säuren wird neben der präparativen Darstellung der Säuren auch ihr analytisches Verhalten beschrieben. Die weiteren Abschnitte behandeln dann die Elemente nach ihrer analytischen Zusammengehörigkeit, die Trennungsverfahren für sie und für die Säuren. Den Schluß bildet ein Analysengang und eine Anzahl Tabellen über Löslichkeit, spez. Gewichte usw. — Die theoretischen Vorbemerkungen im ersten Teil des Buches finden ihre Fortsetzung und Erweiterung in den folgenden Kapiteln; ebenso sind Vorschriften zur Darstellung von Präparaten im ganzen Buch an geeigneten Stellen zwanglos eingefügt.

Chemischen Laboratorien, die eine einfache Anleitung für qualitative Analysen und für die Darstellung der häufigsten Präparate benötigen, kann die Anschaffung des Riesenfeldschen Praktikums, namentlich auch wegen seines niedrigen Preises, warm empfohlen werden. *Dm.*

Aus Werkstätten.

Friedels Glasgeräte für physikalische Versuche.

Eine Apparatur für den modernen Physikunterricht bietet Glasbläser Balduin Friedel in Wuppertal-Hahneberg an. Es handelt sich um Glasapparate für den physikalischen Anfangsunterricht, zum Teil auch für Schülerübungen, die nicht aus gewöhnlichem Röhrenglas, sondern aus widerstandsfähigem Apparateglas angefertigt sind und wegen ihres wohlfeilen Preises selbst in der jetzigen Notzeit erschwinglich sind. Eine gedruckte Anleitung beschreibt 10 Vorrichtungen und gibt damit ausführbare Versuche an. Sehr praktisch ist, daß die Anleitung einseitig gedruckt und mit Raum für Notizen versehen ist. Ihr Wert für den Sammlungsverwalter und Übungsleiter wird dadurch wesentlich gesteigert.

Experimentiertransformatoren für Schulen. Hergestellt von der Siemens & Halske A.-G.

Die Abteilung für elektrische Meßinstrumente im Wernerwerk der Siemens u. Halske-A.-G. hat drei Schultransformatoren entwickelt. Zwei davon entsprechen im wesentlichen dem Schultransformator, den die Staatliche Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht in Heft 12 ihrer Mitteilungen S. 33 beschreibt. Der dritte verwirklicht einen neuen Gedanken.

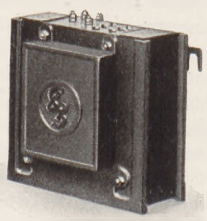


Fig. 1.

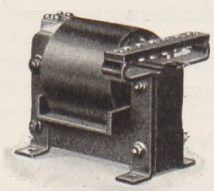


Fig. 2.

1. Tragbarer Schultransformator in geschlossenem Gehäuse für 200 VA. Zwei Wicklungen für 110 Volt, die nach Bedarf parallel oder in Serie (220 Volt) verwendet werden können. Eine Wicklung mit Anzapfungen 2 + 4 + 6 + 4 + 4 Volt, verwendbar nach Bild 11 im Mitteilungsheft 12 der Hauptstelle, für Spannungen von 2 bis 20 Volt und Stromstärken bis 10 Amp. Gewicht 10 kg, Preis RM 40.— (s. Fig. 1).

2. Tragbarer Schultransformator in offener, übersichtlicher Ausführung. Wicklungen wie bei 1. Gewicht 7 kg, Preis RM 74.— (s. Fig. 2).

3. Tragbarer Schultransformator in offener Form, 360 VA. 2 Wicklungen für 110 Volt, getrennt, parallel und in Serie verwendbar. Dazu ein Preßseil, 50 qmm Querschnitt, das als Niederspannungswicklung in 1 bis 8 Windungen um den Kern gelegt werden kann. Bei 8 Windungen

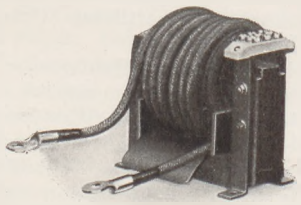


Fig. 3.

Leerlaufspannung 2,6 Volt, bei 150 Amp. Entnahme 2,4 Volt. Gewicht 8 kg, Preis RM 69.50 (s. Fig. 3).

Pendelapparat zum gleichzeitigen Aufzeichnen von Interferenzkurven und Lissajousfiguren nach W. Grosch. Hergestellt von der Firma Meiser & Mertig, G. m. b. H., in Dresden-N. 6.

Die Werkstätten für Präzisionsmechanik Meiser & Mertig, G. m. b. H., in Dresden bringen einen neuartigen Apparat in den Handel zur Zusammensetzung freier Pendelschwingungen (siehe die Figur) nach den Angaben von W. Grosch.

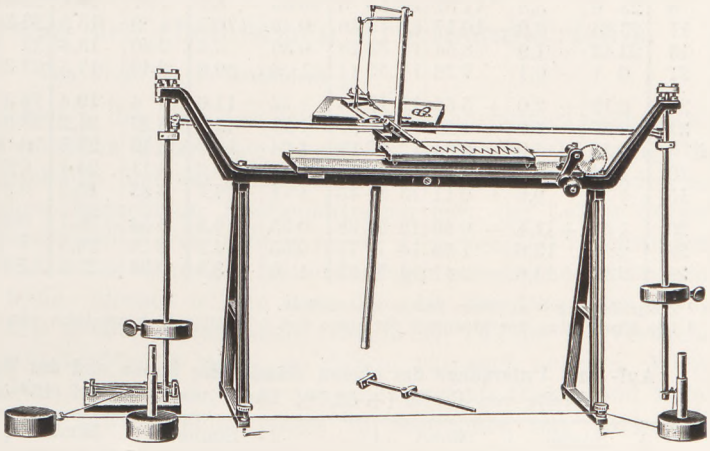
Das in dieser Zeitschrift **43**, 233 (1930) erwähnte Gerät zeichnet mit zwei gewöhnlichen Schreibfedern Schwebungen und Interferenzwellenlinien gleichzeitig mit den zugehörigen Lissajousfiguren auf Papier. Es ist gelungen, die Schwingungen ohne merkliche Energieverluste durch Reibung abzugreifen, so daß sich die Zusammensetzung der freien Schwingungen so sauber und zuverlässig gestaltet, wie es sonst nur auf optischem Wege möglich ist; zudem erhält man die Ergebnisse sofort und ohne Kosten in bleibender Form aufgezeichnet; man kann die zu verschiedenen Einstellungen gehörenden Linien vergleichen und messend auswerten. Ebensogut wie auf Papier gelingen die Bildzüge auf den glasklaren Agfapinatypieplatten (Dutzend 2,50 Mk.). Auf diese Weise liefert das Gerät lehrreiche Diapositive zu allen Gebieten der Wellenlehre und ihrer Anwendungen in Akustik, Optik und Elektrizitätslehre für den Unterricht und für Vorträge.

Die Wirkungsweise des Geräts sei kurz angedeutet. An zwei Pendelstangen mit eingeprägter Skala können Schiebegewichte eingestellt werden. Der Schreibsteg liegt rechts mit einer Spitze in einem Grübchen, links mit einem runden Köpfchen in einer halbzylindrischen Rille. Der Steg ist mit einem Querarm versehen; von seinem

freien Ende führt eine Schnur zu einem Stativarm. Die Spitze der Interferenzfeder liegt unter der Mitte der Strecke zwischen den beiden Auflagepunkten der Brücke. Schlagen beide Pendel nach derselben Richtung aus, so ist der Ausschlag der Stegmitte gleich der halben Summe der Pendelausschläge; schlagen die Pendel aber nach verschiedenen Richtungen aus, so ist der Ausschlag der Stegmitte gleich der halben Differenz der Pendelausschläge. Auf diese einfache Weise gelangt man zu der gewünschten „algebraischen Addition". Das Papier wird auf einem Schlitten durch eine Winde mit Zahnradübersetzung gleichmäßig langsam unter der schreibenden Feder weggezogen. Ist der Schlitten am Ende angekommen, so wird durch Anziehen der Kurbel die Zahnradübersetzung ausgeschaltet, der Schlitten läßt sich nun leicht zur Aufnahme der nächsten Wellenlinie zurückziehen.

Die Spitze der Lissajousfeder liegt unter dem Scheitelpunkt eines rechtwinklig-gleichschenkligen Dreiecks mit der Strecke zwischen den beiden Auflagepunkten der Brücke als Hypotenuse. Bewegt man nur das rechte Pendel, so beschreibt die Feder ein Stück eines Kreisbogens mit dem Auflagepunkt auf dem linken Pendel als Mittelpunkt; dieses Bogenstück weicht kaum merklich von einer Geraden ab. Bewegt man nur das linke Pendel, so beschreibt die Feder eine zur ersten senkrechte Linie. Schwingen beide Pendel, so werden ihre Schwingungen unter einem rechten Winkel zu Lissajousfiguren zusammengesetzt.

Um rasche Einstellung klarer Figuren und Interferenzlinien in übersichtlicher Weise zu ermöglichen, ist die Eichung der Pendel nach den aus der Akustik bekannten Intervallen vorgenommen worden. Zur Erzeugung bestimmter Ausschlagsweiten dienen zwei „Ankermasten" (Preis 6 RM), von denen die Pendel losgelassen



werden. Bestimmte Phasendifferenzen können mit einer selbsttätigen Auslösevorrichtung (Preis 6 RM) erzwungen werden. Ein Block mit einer gespannten Spiralfeder wird in den Weg des festen Pendels gestellt; bei seinem Durchgange löst es die Spiralfeder aus, die nun ihrerseits über eine Schnurleitung das zweite Pendel zu der gewünschten Zeit von seinem Ankermast losreißt. Dämpfungsbilder ergeben sich, wenn man eine Pendelstange ohne Gewicht schwingen läßt. Das Gerät kostet RM 85.—.

Korrespondenz.

Druckfehlerberichtigung zu dem Bericht von F. RITZ: Das Luftfahrtwesen im Schulunterricht, 44, 124 bis 130; 1931.

Auf S. 127 muß in der linken Spalte, Zeile 23 von oben, an die Stelle von Staudruck das Wort Staupunkt gesetzt werden.

Auf S. 129, Zeile 13 von oben in der rechten Spalte, sind in der Formel für den Wirkungsgrad η Zähler und Nenner vertauscht. Es muß heißen:

$$\eta = \frac{v \cdot \Sigma \Delta Z}{\omega \cdot \Sigma \Delta W \cdot x} = \frac{Z \cdot v}{L}.$$

Bezug der Fortdrucke des AEF. Es ist häufig darüber geklagt worden, daß es sehr umständlich sei, die in der ETZ verstreuten Veröffentlichungen des AEF zu verfolgen. Es soll daher in Zukunft die Möglichkeit gegeben werden, „Fortdrucke" (verbilligte Sonderdrucke) der Veröffentlichungen unentgeltlich zu beziehen. Wer an dieser Einrichtung teilnehmen will, gebe der Geschäftsstelle Nachricht. Er erhält dann ohne weiteren Schriftwechsel Fortdrucke sämtlicher neu erscheinenden Veröffentlichungen.

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (Geschäftstelle: Elektrotechnischer Verein, Berlin W. 35, Potsdamer Straße 118a/II).

Das **Jenaer Glaswerk Schott & Gen.** sandte eine neue Liste 4671 über „Jenaer Glas für Laboratorien"; sie enthält Angaben über die physikalischen und chemischen Eigenschaften des Jenaer Geräteglases 20 und des Jenaer Duranglases, das dem amerikanischen Pyrexglase entspricht. Es finden sich in ihr alle in Jena hergestellten genormten Gerätegläser, die im Laboratorium gebrauchten Röhren, sowie zahlreiche zum Teil neue Sonderformen und Apparate für chemische, bakteriologische und pharmazeutische Zwecke. Unter den Apparaten sind die wichtigsten Formen der Glas- und Quarzfiltergeräte, ferner eine Anzahl von Meßgläsern mit genauem Querschnitt angegeben. Die Liste bietet auch der Schule sehr wertvolle Auskünfte und Anregungen.

Himmelserscheinungen im März und April 1932.

W.Z.: Welt-Zeit = Bürgerliche Zeit Greenwich. 0^h W.Z. = Mitternacht bürgerliche Zeit Greenwich. Stundenzählung von 0^h bis 24^h. M.E.Z. = Mitteleuropäische Zeit = Bürgerliche Zeit Stargard = W.Z. + 1^h.

0^h W.Z.	Sonne ☉				Merkur ☿		Venus ♀		Mars ♂		Jupiter ♃		Saturn ♄	
	AR.	Dekl.	Zeitgl.[1]	Sternzeit[2]	AR.	Dekl.	AR.	Dekl.	AR.	Dekl.	AR.	Dekl.	AR.	Dekl.
1932	h m	°	m s	h m s	h m	°	h m	°	h m	°	h m	°	h m	°
März 1	22 47	− 7,7	+12 34	10 34 20	23 0	− 8,2	1 16	+ 8.3	22 25	−11,1	9 11	+17.3	20 11	−20,2
„ 6	23 6	5,8	11 31	10 54 3	23 34	− 3,9	1 37	10.8	22 40	9,6	9 8	17,5	20 13	20,1
„ 11	23 24	3,9	10 17	11 13 46	0 8	+ 0.7	1 59	13,2	22 54	8,1	9 7	17.6	20 15	20,0
„ 16	23 42	− 1,9	8 54	11 33 28	0 39	5,2	2 20	15,4	23 9	6,6	9 5	17 7	20 17	19,9
„ 21	0 1	+ 0,1	7 26	11 53 11	1 5	9,0	2 42	17,5	23 23	5,0	9 4	17,8	20 19	19.8
„ 26	0 19	+ 2,0	+ 5 55	12 12 54	1 22	+11,6	3 4	+19.4	23 38	− 3.5	9 3	+17,9	20 21	−19,7
„ 31	0 37	4.0	4 23	12 32 37	1 28	12.7	3 27	21.2	23 52	1,9	9 2	17.9	20 22	19,7
April 5	0 55	5,9	2 54	12 52 19	1 24	12,2	3 49	22.8	0 6	− 0,3	9 2	18,0	20 23	19,6
„ 10	1 14	7,8	1 29	13 12 2	1 13	10,3	4 11	24.1	0 21	+ 1.3	9 1	18,0	20 25	19,5
„ 15	1 32	9,6	+ 0 11	13 31 45	1 1	7,7	4 33	25,2	0 35	2,8	9 2	17,9	20 26	19,5
„ 20	1 50	+11,4	− 0 59	13 51 28	0 53	+ 5,5	4 54	+26,1	0 49	+ 4,3	9 2	+17.9	20 27	−19,4
„ 25	2 9	13,0	1 59	14 11 11	0 53	4,1	5 16	26.7	1 3	5,9	9 3	17.8	20 27	19,4
„ 30	2 28	+14.6	− 2 47	14 30 53	1 0	+ 3,8	5 36	+27.1	1 17	+ 7,3	9 4	+17,7	20 28	−19,4

[1] Zeitgleichung = mittlere Zeit − wahre Zeit.

[2] Die Korrektion der Sternzeit für einen Ort λ° östlich bzw. westlich von Greenwich ist $\mp 0^s.657 \cdot \lambda^\circ$.

Auf- und Untergänge des oberen Randes der Sonne und des Mondes in mittlerer Ortszeit.
Breite von Berlin (+ 52,5°), Länge von Stargard (15° östlich v. Greenwich).

	Sonne		Mond			Sonne		Mond			Sonne		Mond	
	Aufg.	Unterg.	Aufg.	Unterg.		Aufg.	Unterg.	Aufg.	Unterg.		Aufg.	Unterg.	Aufg.	Unterg.
1932	h m	h m	h m	h m	1932	h m	h m	h m	h m	1932	h m	h m	h m	h m
März 1	6 48	17 38	4 18	10 27	März 26	5 50	18 23	—	6 58	April 20	4 52	19 7	19 1	4 24
„ 6	6 36	17 48	6 35	16 53	„ 31	5 38	18 31	4 14	12 5	„ 25	4 42	19 15	0 59	7 11
„ 11	6 24	17 57	7 19	22 57	April 5	5 26	18 41	5 12	18 19	„ 30	4 31	19 24	3 4	13 45
„ 16	6 13	18 6	9 49	3 36	„ 10	5 14	18 50	6 20	—					
„ 21	6 1	18 14	16 59	5 44	„ 15	5 3	18 58	11 26	3 18					

Mondphasen 1932 M.E.Z.	Neumond	Erstes Viertel	Vollmond	Letztes Viertel
	7. März 8^h 44,3m	15. März 13^h 41,0m	22. März 13^h 37,4m	29. März 4^h 43 5m
	6. April 2 21,1	14. April 4 15,5	20. April 22 27,1	27. April 16 14,0

Verfinsterungen der Jupitertrabanten in M.E.Z. (E = Eintritt, A = Austritt.)

Trabant I		Trabant II		Trabant III		Trabant IV	
h m		h m		h m		h m	
5. März 23 31,5 A	6. April 20 9,7 A	4. März 21 13,1 A		8. März 0 5,9 A		14. März 20 41,3 E	
14. „ 19 55,3 A	13. „ 22 5,0 A	11. „ 23 47,7 A		19. April 20 25.3 E		15. „ 1 35.2 A	
21. „ 21 50,4 A	21. „ 0 0,4 A	5. April 20 48,9 A		20. „ 0 2 8 A		31. „ 19 38,3 A	
28. „ 23 45,6 A	29. „ 20 24,7 A	12. „ 23 23,6 A		27. „ 0 25,2 E			

Erscheinen und Verschwinden der Planeten. Breite von Berlin, Zeitangaben in mittlerer Ortszeit.

	Merkur ☿	Venus ♀	Mars ♂	Jupiter ♃	Saturn ♄
1932	h h	h h		h h	h h
März 1	—	D_a 18 1 U 21,5	—	D_a 18,7 D_m 5,7	A 5,4 D_m 5,6
„ 11	D_a 19,0 U 19,1	D_a 18,4 U 22.0	—	D_a 19.0 D_m 5,4	A 4,8 D_m 5,3
„ 21	D_a 19,3 U 20,1	D_a 18.7 U 22.5	—	D_a 19.3 U 4,8	A 4,2 D_m 4,9
„ 31	D_a 19,6 U 20,1	D_a 19.0 U 23,0	—	D_a 19.6 U 4.2	A 3,6 D_m 4,4
April 10	—	D_a 19,3 U 23.5	—	D_a 19.9 U 3.5	A 3,0 D_m 4,0
„ 20	—	D_a 19.6 U 23,8	—	D_a 20.2 U 2,9	A 2,3 D_m 3,6
„ 30	—	D_a 19,9 U 24.0	—	D_a 20,6 U 2,2	A 1,7 D_m 3,1

A = Aufgang; U = Untergang; D_a und D_m = Erscheinen bzw. Verschwinden in der Dämmerung.

20. März 20_h 54m M.E.Z. **Frühlingsanfang.**

Kohl.

Für die Redaktion verantwortlich: Ministerialrat Professor Dr. K. Metzner, Berlin W 8.

Nachdruck nur mit Quellenangabe und mit Genehmigung der Verlagsbuchhandlung gestattet.

Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz A.G., Würzburg.